BIBLIOTECA DE
TEXTOS ESENCIALES

Oswald H. Blackwood
Thomas H. Osgood
Arthur E. Ruark
Elmer Hutchisson
George A. Scott
Wilfred N. St. Peter
Archie G. Worthing

Física atómica general

ESQUEMA DE LA

Física atómica general

OSWALD H. BLACKWOOD
THOMAS H. OSGOOD
ARTHUR E. RUARK
ELMER HUTCHISSON
GEORGE A. SCOTT
WILFRED N. ST. PETER
ARCHIE G. WORTHING

EUDEBA EDITORIAL UNIVERSITARIA DE BUENOS AIRES

Título de la obra original: *An Outline of Atomic Physics*
John Wiley & Sons, Inc., New York, 1955

Traducida de la tercera edición, tercera reimpresión, 1959, por
VERA W. DE SPINADEL

La revisión técnica estuvo a cargo de la traductora
y del doctor
MOISÉS SAMETBAND,
profesor de la Universidad de Buenos Aires

© 1965

EDITORIAL UNIVERSITARIA DE BUENOS AIRES – Viamonte 640
Fundada por la Universidad de Buenos Aires

Hecho el depósito de ley

IMPRESO EN LA ARGENTINA - PRINTED IN ARGENTINA

INDICE

PREFACIO XI

I. Naturaleza atómica de la materia 1

1. Primeras teorías atómicas, 1; 2. Velocidades moleculares, 4; 3. Distribución de velocidades, 7; 4. Determinación experimental directa de velocidades moleculares, 9; 5. Temperatura y energía molecular, 11; 6. Calores moleculares de los gases, 12; 7. Gases reales, 16; 8. Libres caminos medios, 18; 9. Movimientos brownianos y realidad molecular, 20; Referencias, 25; Problemas, 25; Respuestas a los problemas, 26.

II. Naturaleza atómica de la electricidad 27

1. Primeras teorías eléctricas, 27; 2. Carga electrónica, 29; 3. Masa del electrón, 35; 4. Variación de la masa con la velocidad, 38; 5. Naturaleza electromagnética de la masa, 41; 6. Dimensiones del electrón y del protón, 43; 7. Isótopos y su interpretación, 44; 8. La regla del número entero, 49; Estructura de los átomos, 53; Referencias, 56; Problemas, 56; Respuestas a los problemas, 58.

III. Naturaleza de la energía radiante 59

1. Introducción, 59; 2. Concepción electromagnética de la radiación, 61; 3. Espectros, 63; 4. Red de difracción, 63; 5. Tipos de espectros, 68; 6. El espectro electromagnético completo, 70; 7. Radiación térmica, 76; 8. Cuerpos negros, 79; 9. Origen de la teoría cuántica, 83; 10. Primeras observaciones sobre electricidad, 90; 11. Resultados experimentales, 91; 12. Algunos experimentos fotoeléctricos, 93; 13. Desarrollos teóricos, 98; 14. Comparación entre la teoría y la experiencia, 100; 15. El significado de la ecuación de Einstein, 102; 16. Reconciliación parcial entre los aspectos ondulatorio y corpuscular de la luz, 103; Referencias, 105; Problemas, 105; Respuestas a los problemas, 107.

IV. El modelo de Bohr del átomo 108

1. El espectro de hidrógeno, 108; 2. Teoría de Bohr del átomo de hidrógeno, 111; 3. Extensiones de la teoría, 116; 4. Insuficiencia del modelo de Bohr, 124; Referencias, 125; Problemas, 125; Respuestas a los problemas, 125.

V. Rayos X 126

Producción y medición de rayos X, 127; 2. Absorción de rayos X, 131; 3. Rayos X secundarios, 133; 4. Propiedades ondulatorias de los rayos X, 136; 5. Ley de Bragg, 141; 6. Cristales simples, 146; 7. Espectros de emisión, 155; 8. Espectros de absorción, 162; 9. Dispersión de rayos X duros y rayos gamma, 165; 10. El betratón, 172; Referencias, 175; Problemas, 175; Respuestas a los problemas, 177.

VI. Ondas asociadas con partículas materiales 178

1. Introducción, 178; 2. Teoría ondulatoria de la materia de De Broglie, 179; 3. Verificación de la naturaleza ondulatoria de los electrones, 181; 4. El microscopio electrónico, 185; 5. Cuantificación de De Broglie del átomo de hidrógeno, 189; 6. Frecuencia y velocidad de las ondas materiales, 192; 7. Mecánica ondulatoria de Schroedinger, 193; 8. Teoría cuántica de una partícula en una caja hermética, 197; 9. Penetración de una barrera de potencial, 199; 10. Interpretación de Born de la función de onda, 202; 11. El principio de incertidumbre, 204; 12. Oscilador armónico simple, 212; 13. Resultados de la teoría ondulatoria del átomo de hidrógeno, 216; 14. Resumen, 218; Referencias, 218; Problemas, 219; Respuestas a los problemas, 220.

VII. Espectro atómico y el principio de Pauli 221

1. Espectros de los álcalis, 222; 2. Spin del electrón; explicación de los dobletes en espectros alcalinos, 227; 3. Reglas de selección, 229; 4. Átomos con varios electrones de valencia, 231; 5. Principio de Pauli, 236; 6. La Regla del desplazamiento espectral, 238; 7. Potenciales de ionización, 239; 8. Radiación de resonancia y potenciales de resonancia, 241; 9. Choques de segunda clase, 243; 10. El experimento de Stern-Gerlach sobre momentos magnéticos atómicos, 244; 11. Propiedades magnéticas de la materia macroscópica, 245; Referencias, 250; Problemas, 250; Respuestas a los problemas, 251.

VIII. El sistema periódico 252

1. Clasificación de los elementos, 252; 2. Asignación de números cuánticos, 256; 3. Aplicación del principio de exclusión de Pauli a la tabla periódica, 258; 4. Propiedades químicas de los elementos, 259; 5. Valencia y formación de moléculas, 261; Referencias, 265; Problemas, 265.

IX. Estructura molecular y temas relacionados 266

1. El número de átomos en una molécula, 266; 2. Calores específicos de gases, 267; 3. Espectros de banda de rotación, 273; 4. Bandas de rotación-vibración, 277; 5. Bandas electrónicas, 282; 6. Espectros de Raman, 285; 7. Espectroscopia de microondas, 286; 8. Momentos dipolares y constantes dieléctricas, 289; 9. Niveles de energía en sólidos; conducción eléctrica, 291; Referencias, 298; Problemas, 298; Respuestas a los problemas, 299.

X. Radiactividad 300

1. Breve esquema, 300; 2. El descubrimiento de la radiactividad, 304; 3. Desintegración de elementos radiactivos, 306; 4. Carácter estadístico de la desintegración radiactiva, 309; 5. Los elementos radiactivos naturales, 309; 6. Energía de partículas individuales y rayos gamma, 312; 7. Espectrógrafos magnéticos, 314; 8. Espectros de rayos alfa, 316; 9. Espectros de rayos gamma, 318; Espectros de líneas de rayos beta, 320; 11. Espectros continuos de rayos beta, 322; Referencias, 323; Problemas y ejercicios, 323; Respuestas a los problemas, 325.

XI. Partículas elementales 326

1. Lista de partículas elementales, 326; 2. Detección de partículas individuales y fotones, 327; 3. Dispersión y absorción de partículas y rayos gamma, 337; 4. Electrones y positrones, 351; 5. El neutrino, 360; 6. El neutrón, 362; 7. Resumen gráfico, 378; Referencias, 380; Problemas, 380; Respuestas a los problemas, 382.

XII. Trasmutación y estructura nuclear 383

1. Desintegración producida por partículas alfa, 383; 2. Producción de partículas cargadas rápidas, 386; 3. Procesos de trasmutación y radiactividad artificial, 397; 4. Reacciones de algunos elementos livianos, 401; 5. El núcleo compuesto, 406; 6. La ley de Geiger-Nutall y el modelo de barrera, 407; 7. Regularidades en la desintegración beta, 413; 8. Curvas de rendimiento de la desintegración artificial, 413; 9. Spins nucleares y momentos magnéticos, 417; 10. El deuterón, 421; 11. Dispersión protón-protón, 425; 12. Fuerzas nucleares específicas, 425; 13. Regularidades en las energías de ligaduras, 429; Referencias, 430; Problemas, 430; Respuestas a los problemas, 431.

XIII. Aplicaciones de la física nuclear 432

1. Prefacio, 432; 2. Primeras investigaciones sobre la fisión, 433; 3. Aspectos generales de la fisión, 434; 4. Utilización en gran escala de la fisión, 445; 5. Cómo trabaja una pila, 446; 6. Desarrollos recientes en reactores, 453; 7. Los isótopos radiactivos al servicio de la ciencia, 454; Referencias, 458; Problemas, 458; Respuestas a los problemas, 458.

XIV. Rayos cósmicos 459

1. Historia esencial, 459; 2. La naturaleza de los rayos cósmicos, 461; 3. Métodos experimentales, 470; 4. Comportamiento de partículas de alta energía y fotones, 475; 5. Rayos primarios, 481; 6. Mesones pi y mu, 485; 7. Otras partículas inestables, 495; 8. Lluvias, 498; 9. Distribución geográfica y en profundidad de los rayos cósmicos, 501; 10. Origen de los rayos, 511; Referencias, 514; Problemas y ejercicios, 514; Respuestas a los problemas, 514.

XV. Teoría de la relatividad 515

1. Introducción, 515; 2. Movimiento relativo, 515; 3. Movimiento uniforme a través del espacio. El experimento de

Michelson-Morley, 518; 4. Explicaciones prerrelativistas, 523; 5. Solución de Einstein, 526; 6. Teoría general de la relatividad, 532; 7. Consecuencias de la teoría restringida, 534; Referencias, 537; Problemas, 537; Respuestas a los problemas, 537.

APÉNDICES

I. Unidades eléctricas 541

II. Constantes físicas y factores de conversión 543

III. Propiedades de las partículas elementales 546

IV. Comportamiento de las partículas elementales 547

V. Sistema periódico de los elementos 548

VI. Propiedades de los isótopos livianos 549

VII. Deducción de las ecuaciones de transformación de Lorentz 550

VIII. Deducción de la transformación de longitud $L = kL'$ 552

IX. Bibliografía 554

ÍNDICE ALFABÉTICO 559

PREFACIO

Este libro surgió de una serie de conferencias dictadas durante algunos años a muchachos y muchachas inteligentes. Todos habían finalizado un curso de un año de física general. La mayoría de estos estudiantes pensaban dedicarse a profesiones distintas de la física, tales como la medicina, leyes o química. El curso fue organizado en la opinión de que dichos estudiantes desearían saber qué tiene que decir la física sobre la estructura de los átomos y moléculas y la naturaleza de la radiación; que desearían ir hasta las fronteras de la física y ver por sí mismos qué tipo de cosas deben hacerse para dar el próximo paso adelante.

La acogida tributada por profesores y estudiantes de otras universidades a las anteriores ediciones del libro nos ha resultado sumamente grata. En aquéllas agradecimos las provechosas sugestiones de muchos experimentados profesores. La lista de estas opiniones es en la actualidad tan larga que debemos agradecer a la mayoría de nuestros amistosos críticos mediante este reconocimiento general. Sin embargo, es justo mencionar nuestra gratitud al decano E. Hutchisson, activo colaborador en ediciones anteriores, por su lectura crítica del manuscrito de esta edición en las últimas fases de su desarrollo; y a los profesores J. A. Bearden y E. Scott Barr por sus consejos sobre los capítulos V y IX.

El material contenido en los capítulos I a X del presente volumen es una versión modernizada de las primeras tres cuartas partes de la edición anterior. Ha sido reorganizado, redistribuido, reescrito; algunas partes han sido ampliadas, otras eliminadas; pero la simplicidad del tratamiento, característica de la primera y segunda ediciones, ha sido cuidadosamente mantenida. No hay variaciones en el grado de dificultad de esta parte del libro, que de por sí proporciona tema para un curso bien equilibrado de un año sobre átomos y moléculas.

Por dos razones es inevitable que los capítulos XI a XIV que se refieren a partículas elementales y al núcleo sean considerablemente más difíciles que los que los anteceden. En pri-

mer lugar, la mayor parte de la información que contienen se conoce hace solo una década o menos; no ha tenido el beneficio del proceso evolutivo de simplificación y aclaración que proporcionan el tiempo y la discusión. En segundo lugar, el fundamento teórico ha estado y está aún en un estado tal de continuo cambio que es difícil a menudo justificar que se elija una interpretación de observaciones con preferencia a otra. Para dar lugar a esta nueva física, se ha suprimido el largo capítulo sobre astrofísica. Se ha conservado un resumen muy simple de la teoría de la relatividad restringida.

Tanto el profesor como el estudiante notarán que este *Esquema de la física atómica* contiene mucho más material del que puede darse en el tiempo generalmente asignado a un curso sobre física "moderna" cuyo nivel sea el de un tercer año universitario. La selección de temas que efectúe el profesor dependerá naturalmente de su experiencia previa y de sus intereses científicos actuales así como de la preparación y nivel de sus estudiantes. Para ayudar al lector hemos indicado con una estrella (★) ciertos párrafos que pueden muy bien omitirse en una primera lectura o en un curso breve, sin alterar la continuidad.

El tremendo avance de la física en los últimos años nos ha obligado a una extensa revisión. La muerte nos privó de la ayuda de nuestros anteriores colegas, profesores Scott, St. Peter y Worthing, desde el comienzo de esta tarea, y del profesor Blackwood en las etapas finales del manuscrito. Solo unas pocas páginas de la edición anterior han perdurado. Hemos sido guiados por el deseo de acentuar principios y no detalles. Como dijimos en la primera edición, "La esperanza de los autores es que este libro pueda despertar el amor a la física y el respeto por sus realizaciones y ayude a demostrar que el físico de investigación académica es un agente desinteresado del progreso de la civilización."

THOMAS H. OSGOOD
ARTHUR E. RUARK

Enero de 1955.

CAPÍTULO I

NATURALEZA ATÓMICA DE LA MATERIA

1. Primeras teorías atómicas

La constitución final de la materia ha fascinado a los sabios de muchas épocas. Si partimos una pieza de arcilla en trozos cada vez más pequeños ¿existe límite para el proceso de partición, aparte de las restricciones que le imponen nuestros bastos instrumentos? ¿Llegaríamos, con la imaginación, a una pequeñísima partícula de arcilla que, al ser dividida, dejara de ser arcilla y por último se convirtiera en una partícula fundamental que no pudiera, por ningún método concebible, ser nuevamente subdividida? Desde un punto de vista filosófico es más agradable tener la posibilidad de detenerse en algún punto; nuestras mentes, acostumbradas a manejar objetos de dimensión razonablemente comparable con nuestra estatura, no pueden visualizar un proceso infinito de subdivisión, así como no pueden concebir un universo que se extiende indefinidamente en todas direcciones. No sorprende, por ello, que sea ya antigua la hipótesis de que la materia está constituida por pequeñas entidades indivisibles. Ya figura en las obras de autores griegos y romanos. Por ejemplo, Demócrito (400 a. C.) escribió:

"Los átomos son infinitos en número e infinitamente variados en su forma. Chocan entre sí y los movimientos laterales y giros son los principios del universo.

"Las variedades de todas las cosas dependen de las variedades de sus átomos en número, tamaño y agregación.

"El alma consta de átomos redondos, lisos y finos como los del fuego. Estos son los más móviles de todos. Penetran el cuerpo y en sus movimientos se origina el fenómeno de la vida."

Atesoramos estas manifestaciones porque corresponden en parte a puntos de vista modernos. Docenas de otras conjetu-

ras que una vez parecieron igualmente plausibles, han sido olvidadas hace tiempo. Además, las antiguas hipótesis atómicas no tenían justificación experimental. Después de Demócrito, transcurrieron veintitrés siglos estériles antes de que hubiera algún progreso apreciable que apoyara la teoría atómica sobre una base experimental. En los primeros años del siglo XIX, nació la química moderna. Desde entonces las teorías atómicas de la materia y de la electricidad han avanzado paralelamente.

En 1803 el químico inglés Dalton por primera vez enunció una teoría atómica que explicaba aproximadamente los hechos conocidos. Concibió la materia como constituida por un gran número de partículas extremadamente pequeñas unidas por fuerzas atractivas. No eran, como los átomos imaginados por Demócrito, "infinitamente variados en su forma", sino que pertenecían a un número limitado de especies.

Las ideas de Dalton fueron confirmadas por nuevas experiencias referentes a las masas relativas de sustancias que se combinan químicamente. Dalton concibió la posibilidad de que más de dos átomos pudieran combinarse para formar una molécula y estudió en consecuencia las composiciones del etileno (que sabemos hoy en día es C_2H_4) y del metano (CH_4). En la primera sustancia seis gramos de carbón se combinaban con aproximadamente *uno* de hidrógeno; en la última seis gramos de carbón se combinaban con aproximadamente *dos* de hidrógeno. Análogamente, al formar óxido de carbón gaseoso (monóxido de carbón, CO) y el gas ácido carbónico (dióxido de carbón, CO_2), si se tomaban masas iguales de carbón, las masas de oxígeno estaban en la relación de uno a dos. Tales relaciones enteras fueron establecidas para muchos otros compuestos y, en todos los casos, el cociente era un entero. Basándose en esta evidencia Dalton estableció en 1804 la *ley de las proporciones múltiples*, que dice: si dos elementos pueden unirse en distintas proporciones para formar más de un compuesto, y si la masa de un elemento es constante en los distintos compuestos, las masas relativas del otro elemento están dadas por enteros pequeños. Esta ley fue explicada simplemente por la hipótesis atómica. Al formar una molécula de monóxido de carbón, por ejemplo, *un* átomo de carbón se combina con *un* átomo de oxígeno; para formar anhídrido carbónico, sin embargo, se necesitan *dos* átomos de oxígeno por cada átomo de carbón. De este modo, las cantidades de oxígeno en los dos casos están en la relación de uno a dos.

En 1808 Gay-Lussac estableció una importante relación para gases en las reacciones químicas. Halló que, a temperatura y presión constantes, un volumen de oxígeno se combina

con exactamente dos volúmenes de hidrógeno para formar dos volúmenes de vapor. Análogamente, un volumen de nitrógeno se combina con uno de oxígeno para formar dos volúmenes de óxido nítrico (NO). En general, su ley de volúmenes dice que si los gases *A* y *B* se combinan para formar un producto gaseoso *C*, los tres volúmenes relativos pueden representarse por enteros pequeños. Para explicar este hecho Gay-Lussac sugirió que iguales volúmenes de distintos gases a la misma presión y temperatura debían contener igual número de "átomos" o, como decimos nosotros, de moléculas. En respuesta Dalton señaló que según esta hipótesis, al formarse óxido nítrico un solo volumen de nitrógeno unido a uno de oxígeno debería dar uno del compuesto, mientras que en la realidad se obtenían dos volúmenes.

Pocos años después, en 1811, el físico italiano Avogadro halló dónde estaba la inconsistencia. Dalton había imaginado que una molécula "simple" como el oxígeno era idéntica a un átomo. Avogadro sugirió que los átomos del mismo elemento podían agruparse para formar moléculas. Si, por ejemplo, cada molécula de oxígeno y nitrógeno contuviera dos átomos, el proceso de formación del óxido nítrico consistiría en un intercambio de átomos. En ese caso, un volumen de oxígeno y uno de nitrógeno se unirían para formar dos volúmenes de óxido nítrico, y los volúmenes totales antes y después de la reacción serían los mismos.

De los trabajos de Dalton se deduce que 2 g de hidrógeno, o 28 g de nitrógeno, o 32 g de oxígeno (el peso molecular gramo, o mol) contienen todos el mismo número de moléculas. El volumen que ocupa un mol de cualquier gas debe ser por consiguiente el mismo en idénticas condiciones, en virtud de la ley de Avogadro: iguales volúmenes de gases a la misma temperatura y presión contienen igual número de moléculas. Este volumen particular es por lo tanto de importancia universal al tratar con gases. Su valor, según las mejores mediciones, es 22,415 litros.

Como aplicación de estos resultados podemos considerar el problema de determinar el peso molecular de un compuesto gaseoso desconocido. Para hallarlo es suficiente calcular la masa de gas (un mol) que ocuparía 22,415 litros (el volumen molar) en condiciones normales de temperatura y presión (0°C y 76 cm de Hg).

La hipótesis atómica se vio apoyada por el descubrimiento de Faraday (1833) que era el siguiente: si la misma cantidad de electricidad pasa por distintos electrolitos, las masas de material depositadas en los electrodos son proporcionales a los *pesos de combinación*, o pesos atómicos divididos por la

valencia, de las sustancias depositadas. Por ejemplo, si la misma cantidad de electricidad pasa por distintas soluciones, cada una de las cuales contiene iones univalentes como los de sodio, plata o potasio, las masas de estas sustancias depositadas en los electrodos son proporcionales a los respectivos pesos atómicos. Esto se explica fácilmente suponiendo que existen en los electrolitos iones de estas sustancias y que cada ion lleva la misma carga e de electricidad. Además, cuando se someten a este proceso de electrólisis elementos *bivalentes* como el oxígeno o el cobre, las masas depositadas son solo *la mitad* de lo que serían si los elementos fueran univalentes. También la masa asociada con la carga unitaria vale la mitad. En consecuencia, suponemos que cada ion tiene la carga $2e$.

Los resultados de Faraday favorecieron fuertemente la hipótesis de Dalton: que la materia está compuesta por átomos. Como se verá en el capítulo III también sugirieron que, en la electrólisis, la electricidad aparece en unidades o múltiplos enteros pequeños, de la misma dimensión. En resumen, parte de la demostración de la naturaleza atómica de la materia está tan íntimamente ligada con la naturaleza atómica de la electricidad, que ambas no pueden estudiarse provechosamente en forma separada.

2. Velocidades moleculares

Relación entre la presión del gas y la velocidad molecular. En 1738, antes del nacimiento de la química moderna, el científico suizo David Bernoulli desarrolló una ecuación para la presión de un gas. Supuso que la presión era debida al movimiento incesante de los "átomos" o, como diríamos nosotros, de las moléculas. Para comprender su método imaginemos un enjambre de moscas volando con igual velocidad en una jaula. Al moverse en un sentido y en otro golpean contra la puerta y tienden a abrirla. La fuerza promedio que soporta la puerta depende de la velocidad de las moscas. Si, en particular, duplicáramos la velocidad de cada mosca, se produciría, en promedio, el doble de impactos por segundo y, en cada impacto se entregaría el doble de impulso. En consecuencia, como se verá más adelante, la fuerza media sobre la puerta se cuadruplicaría; y la fuerza es proporcional al cuadrado de la velocidad.

Para ser más precisos: el tratamiento matemático de Bernoulli supone que cada molécula es una esfera perfectamente elástica de masa m y que todas tienen la misma velocidad C. Se consideran moléculas "puntuales", de volumen

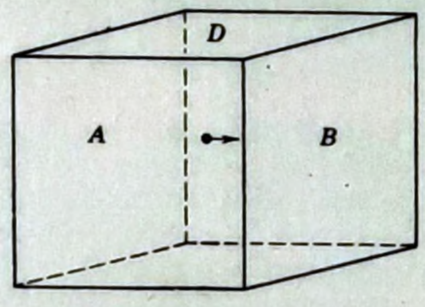


FIG. 1-1.

despreciable, lo suficientemente separadas entre sí como para no ejercer acciones apreciables una sobre otra. Supongamos que N de tales moléculas están encerradas en una caja cúbica cuya arista tiene la longitud l (fig. 1-1). Por simplicidad, supongamos al comienzo que un tercio de las moléculas se mueve perpendicularmente a A; un tercio, a B y un tercio, a D. Fijemos nuestra atención en una sola partícula que llegue a B. Mientras rebota en la caja debe recorrer una distancia $2l$ entre dos choques sucesivos con la pared B, y esto da $C/2l$ golpes por unidad de tiempo. Como los choques son perfectamente elásticos, cuando la molécula llega a B su velocidad pasa de C positiva a C negativa; entonces el impulso entregado a la pared en cada golpe es $2mC$. La variación de impulso por unidad de tiempo, que es la variación por golpe multiplicada por el número de golpes por segundo, será

$$2mC \times C/2l = mC^2/l$$

Como hemos supuesto que un tercio de las moléculas llega a B, el impulso total transferido a esta pared por unidad de tiempo es

$$\tfrac{1}{3}NmC^2/l \qquad (1)$$

En virtud de la segunda ley del movimiento de Newton, la fuerza que se ejerce sobre un cuerpo es igual a la variación temporal de su impulso. Es decir que las moléculas que llegan a la pared B ejercen sobre ella una fuerza $f = \frac{1}{3}NmC^2/l$. El

área de B es l^2; en consecuencia la presión del gas es

$$p = \frac{\text{Fuerza}}{\text{Area}} = \frac{1}{3}\frac{NmC^2}{l^3} = \frac{1}{3}\frac{NmC^2}{V}$$

donde V es el volumen de la caja. como Nm/V es la densidad ρ del gas,

$$p = \tfrac{1}{3}\rho C^2 \qquad (3)$$

de modo que la velocidad promedio de las moléculas de un gas puede calcularse a partir de su presión y densidad. En la época de Bernoulli poco se sabía de las densidades de gases; por ello no pudo estimar sus velocidades. Hoy en día, las densidades se conocen con precisión.

Para el hidrógeno, en condiciones normales de temperatura y presión,

$$C = \left(\frac{3 \times 76{,}00 \text{ cm} \times 13{,}60 \text{ g/cm}^3 \times 980{,}6 \text{ cm/seg}^2}{0{,}00008988 \text{ g/cm}^3}\right)^{1/2}$$

$$= 1839 \text{ m/seg} = 1{,}16 \text{ millas/seg}$$

Ésta es aproximadamente la velocidad con que sale la bala de un rifle. El oxígeno y el anhídrido carbónico tienen densidades mayores y por ello velocidades moleculares menores, a saber, 459,7 y 392,1 m/seg, respectivamente.

★ **Conservación de la energía cinética en choques.** Por simplicidad, Bernoulli supuso que todas las moléculas tenían la misma velocidad. En la realidad, tal condición no podría

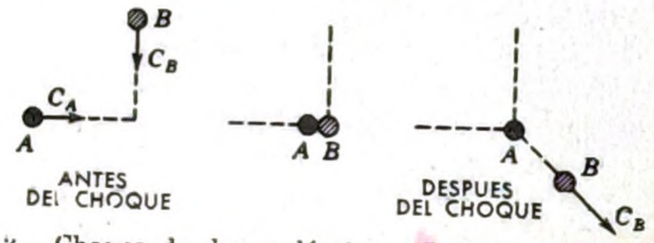


FIG. 1-2. Choque de dos moléculas. Se conservan el impulso y la energía.

mantenerse aun cuando se hubiera establecido inicialmente. A presiones comunes las moléculas chocan tanto entre sí como con las paredes del recipiente que las contiene. Una cierta molécula A, por ejemplo, cuya velocidad fuera C_A (fig. 1-2) podría chocar con otra molécula B de la misma masa que se moviera perpendicularmente a A con velocidad C_B. Para simplificar podemos suponer legítimamente que el choque deja a A en reposo. Después del choque A habrá transferido toda

su energía cinética a B, que tendrá una velocidad mayor C'_B. Como hemos supuesto que las partículas son perfectamente elásticas, la energía después del choque es igual a la energía antes del mismo; es decir,

$$\tfrac{1}{2}mC_A^2 + \tfrac{1}{2}mC_B^2 = 0 + \tfrac{1}{2}mC'^2_B$$

de modo que

$$C_A^2 + C_B^2 = C'^2_B$$

De esta manera, aunque las velocidades de las moléculas individuales varían, la suma de los cuadrados de las velocidades y, por consiguiente, el promedio de los cuadrados de las velocidades, permanece constante. Se puede demostrar que lo mismo vale para choques que no se realicen a ángulos rectos. Entonces la ecuación 2 puede reemplazarse por

$$p = \tfrac{1}{3}Nm\overline{C^2}/V \quad \text{o bien} \quad \overline{C^2} = 3pV/Nm \qquad (4)$$

donde $\overline{C^2}$ representa el promedio de los cuadrados de las velocidades de las moléculas.

3. Distribución de velocidades

Como consecuencia de choques al azar en un gas real, ciertas moléculas en un momento dado tienen velocidades muy grandes, otras, muy pequeñas y algunas, valores intermedios. Además las velocidades se distribuyen al azar en lo que respecta a la dirección. Sin embargo, las magnitudes de las velocidades no están distribuidas al azar. Con recursos matemáticos demasiado extensos para exponer aquí, Maxwell dedujo una expresión (Ver apéndice 9, ref. 65, pág. 81) para la distribución más probable de velocidades moleculares en un gas en equilibrio térmico. En su forma más simple, esta ecuación se escribe

$$dn = (4N/S^3\sqrt{\pi})c^2e^{-c^2/S^2}dc$$

donde N es el número total de moléculas, dn el número de las que tienen velocidades comprendidas entre c y $c + dc$ y S la velocidad más probable. Las curvas de la fig. 1-3 ilustran la ley de distribución de velocidades de Maxwell para el oxígeno a dos distintas temperaturas, siendo las abscisas las velocidades moleculares. Por conveniencia, la figura está referida a 10.000 moléculas, de modo que el área de cada cuadrado re-

presenta 500 moléculas. Veremos más adelante que, en cada instante, el número relativo de moléculas que tienen velocidades muy bajas o muy altas es muy pequeño. De las 10.000 moléculas, aproximadamente 12 tienen, a 0°C, velocidades comprendidas entre 600 y 601 m seg.

Las características que se detallan a continuación son también importantes.

a) Como el número de moléculas es constante, las áreas comprendidas por las dos curvas deben ser iguales.

b) El promedio o velocidad media C en cualquier instante, está determinada hallando la suma de las velocidades de todas las moléculas y dividiendo por el número de moléculas. El punto máximo en la curva representa la velocidad más probable S. (Nótese que el número de moléculas que tienen velocidades mayores que S es mayor que el número de las que tienen velocidades menores. Entonces la velocidad media es mayor que la velocidad más probable.)

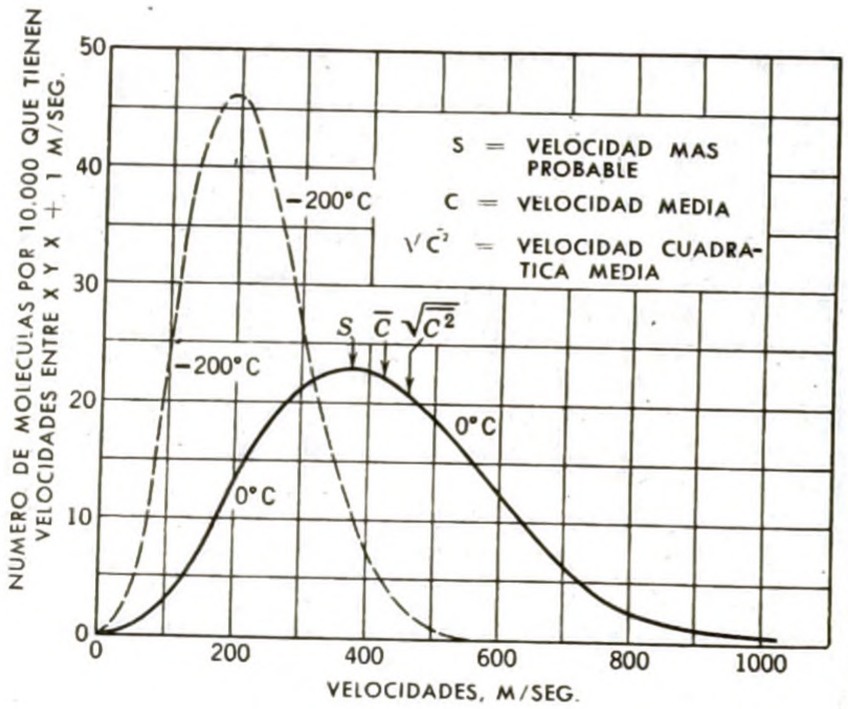


FIG. 1-3. Distribución maxwelliana de velocidades para el oxígeno a 0°C y a —200°C.

c) Para calcular la velocidad cuadrática media $\overline{C^2}^{1/2}$ se eleva al cuadrado la velocidad de cada molécula, se halla el promedio y luego la raíz cuadrada. En este proceso, las moléculas de mayor velocidad contribuyen más que las de menor; entonces el valor $\overline{C^2}^{1/2}$ es mayor que la velocidad media $\overline{C}$.

d) Al bajar la temperatura disminuyen los valores de S, C y $\overline{C^2}^{1/2}$. Por ejemplo, a 0°C, la velocidad más probable S es 375 m/seg, mientras que a —200°C está un poco por debajo de los 200 m/seg.

e) Las velocidades de la mayoría de las moléculas no difieren mucho de la velocidad más probable. El gráfico muestra que, de las 10.000 moléculas, cerca de 400 tienen velocidades mayores que el doble de la velocidad más probable, $2S$. También se puede demostrar que la probabilidad de que una molécula dada tenga una velocidad mayor que $4S$ es solo 1 en 1.000.000.

★ La velocidad media $\overline{C}$ y la raíz cuadrada del promedio de las velocidades al cuadrado están relacionadas con la velocidad más probable S por las siguientes fórmulas, cuya deducción está más allá del alcance de este libro:

$$S = \overline{C}/1{,}128 = \sqrt{\overline{C^2}}/\sqrt{3/2} \tag{5}$$

Entonces, de la ecuación 4,

$$S = \frac{1}{\sqrt{3/2}}\,(3p/\rho)^{1/2} \tag{6}$$

de modo que S puede calcularse conociendo la presión y densidad de un gas.

4. Determinación experimental directa de velocidades moleculares

La validez de la hipótesis de que las velocidades moleculares están distribuidas según la curva de Maxwell de la fig. 1-3 puede probarse directamente. Vamos a describir un aparato desarrollado por Zartman (apéndice 9, ref. 112). Supongamos que se coloca bismuto en el horno E (fig. 1-4*a*) en un recipiente sumamente evacuado que se calienta de modo que el metal se evapore lentamente. Algunos átomos pasan por la ranura G_1. Con ayuda de G_2, se forma un haz rectangular bien definido. Coloquemos en el haz un cilindro capaz de girar y con una ranura G_3 en su pared exterior. Si el cilindro

está en reposo y la ranura G_3 está en el camino del haz molecular se forma un depósito en P, diametralmente opuesto a la ranura.

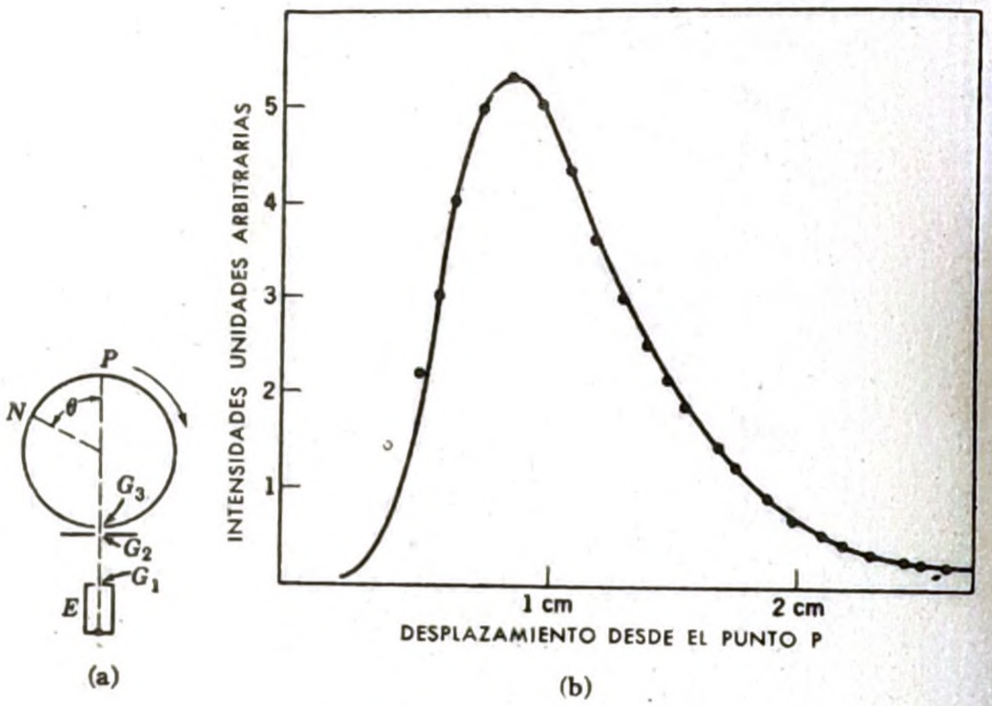


FIG. 1-4. *a*) Diagrama del aparato de Zartman para medir velocidades moleculares. *b*) Distribución de intensidades observadas (puntos) y distribución teórica, suponiendo un vapor compuesto del 40 por ciento de Bi y el 60 por ciento de Bi_2. $T = 851°C$.

Si el cilindro gira con velocidad angular ω, el tiempo t necesario para que gire un ángulo θ es

$$t = \theta/\omega$$

En este tiempo las moléculas de velocidad C recorren una distancia s a través del cilindro y chocan con su pared en N. Entonces

$$t = s/C$$

Eliminando t, tenemos

$$s/C = \theta/\omega$$

Determinando θ y s, se puede calcular C, ya que ω puede ser controlado y medido.

Como los átomos del haz tienen distintas velocidades algunos llegarán antes y otros después que el promedio, de modo que el depósito se distribuirá en un "espectro de velocidades". Zartman halló que en sus condiciones experimentales, la distribución del depósito está de acuerdo con la ley de Maxwell dentro del error experimental, como puede verse en la fig. 1-4*b*.

5. Temperatura y energía molecular

Cuando Bernoulli dedujo su ecuación de presión de los gases, el concepto de energía cinética estaba poco desarrollado y la teoría cinética de los gases contaba con poca aceptación. Él no intentó asociar la energía promedio de las moléculas de un gas con la temperatura de éste. Más de un siglo después, en 1853, James Prescott Joule demostró que la energía de traslación molecular de un gas perfecto está relacionada con su temperatura Kelvin o absoluta.

Una expresión muy conocida combina las leyes de Boyle y de Charles:

$$pV = RT \tag{7}$$

donde p es la presión del gas expresada en dinas/cm², V es el volumen por mol, T la temperatura absoluta y R la llamada constante de los gases que tiene el valor $8{,}314 \times 10^7$ ergios/(K°mol), o 1,986 cal/(K°mol).

Valor de R se calcula como sigue: De la ecuación 7, $R = pV/T$, en la cual, en condiciones normales de temperatura y presión,

$$p = 76 \text{ cm de Hg} = 1.013.200 \text{ dinas/cm}^2$$
$$V = 22\,415 \text{ cm}^3/\text{mol}$$
$$T = 0°C = 273°K$$

Recordando la ecuación 4, tenemos dos formas para el producto pV:

$$pV = RT \quad \text{y} \quad pV = \tfrac{2}{3}(\tfrac{1}{2}Nm\overline{C^2}) \tag{8}$$

Comparando estas dos expresiones vemos que la temperatura Kelvin de un gas es proporcional a la energía cinética de traslación total de sus moléculas. De este modo el concepto abs-

tracto de temperatura queda remplazado por una imagen física. En particular, es fácil comprender por qué no es concebible una temperatura menor que el cero Kelvin, ya que la energía cinética no puede tener un valor negativo.

La hipótesis de Avogadro de que iguales volúmenes de gases distintos a las mismas temperatura y presión contienen igual número de moléculas, ha sido confirmada por numerosos experimentos. Puede combinarse con la ecuación 8 para demostrar el importante teorema que dice: *las energías cinéticas de traslación medias de las moléculas de todos los gases son las mismas a una temperatura dada.* Para comprobarlo consideremos un mol de gas a y uno de gas b a la misma temperatura. De las ecuaciones 7 y 8,

$$\tfrac{3}{2}RT = \tfrac{1}{2}N_a m_a \overline{C_a^2} = \tfrac{1}{2}N_b m_b \overline{C_b^2} \qquad (9)$$

Como N_a y N_b son ambos iguales al número de Avogadro tenemos

$$\tfrac{1}{2}m_a \overline{C_a^2} = \tfrac{1}{2}m_b \overline{C_b^2} \qquad (10)$$

lo que demuestra el teorema.

La constante de Boltzmann. La energía cinética de traslación media por molécula de un gas puede calcularse dividiendo la energia cinética por mol ($3/2\ RT$) por el número de moléculas por mol, es decir, el número de Avogadro N, que es $6{,}025 \times 10^{23}$ moléculas por mol. En otras palabras la energía cinética de traslación por molécula $= \dfrac{3}{2}\dfrac{R}{N}T = \dfrac{3}{2}kT$; k es llamada constante de Boltzmann y su valor es $1{,}380 \times 10^{-16}$ ergios/(K° molécula).

6. Calores moleculares de los gases

Calor molar a volumen constante. Cuando se encierra un gas perfecto en un recipiente de volumen fijo y se eleva la temperatura del gas, toda la energía que recibe se convierte en energía molecular, sea de traslación, de rotación o interna. El calor absorbido por mol por grado Kelvin de aumento de temperatura es llamado *calor molecular* o *calor molar* a volumen constante, Cv. Si hablamos de moléculas "puntuales", in-

capaces de efectuar rotaciones o vibraciones internas, todo el calor debe convertirse en energía cinética de traslación. Por las ecuaciones 8 y 9 el aumento de esta energía por mol, por grado de aumento de temperatura, debería ser $^3/_2R$, ó 2,98 cal/(K°mol). Joule probó esta predicción comparando el valor anterior con los valores experimentales para hidrógeno, vapor de agua, nitrógeno, oxígeno y anhídrido carbónico. En todos los casos el valor experimental era bastante mayor. Joule abandonó la investigación. Pocos años después, en 1857, el físico matemático alemán Clausius atacó el problema. Primero mostró cómo calcular el calor molar de un gas cuando se lo hace expandir a presión constante.

Calor molar a presión constante. Como un gas se expande mientras se lo calienta a presión constante, se requiere una energía adicional para hacer el trabajo exterior. Supongamos que un gas a presión p está encerrado en un cilindro por medio de un pistón sin fricción y sin peso y sea V el volumen inicial y T la temperatura Kelvin (fig. 1-5). Sea A el área del pistón,

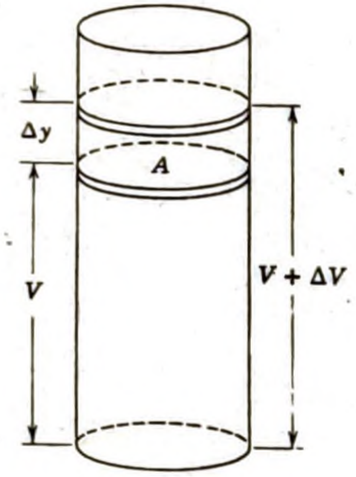


Fig. 1-5.

y supongamos que cuando se aumenta la temperatura en ΔT el pistón se mueve una distancia Δy. La fuerza hacia arriba sobre el pistón está dada por pA. Pero $A\Delta y$ es igual a la variación de volumen ΔV; entonces, el trabajo realizado por el gas $= p\Delta V = R\Delta T$. Además, si el aumento de temperatura es de un grado Kelvin, la energía por mol gastada en elevar el pistón es numéricamente igual a R, o aproximadamente 2 cal.

Entonces el calor molar de un gas *monoatómico* a presión constante debe ser

$$C_p = \tfrac{3}{2}R + R = \tfrac{5}{2}R \cong 5 \text{ cal/K°mol)}$$

Resultados experimentales. La razón de calores específicos $\gamma = C_p/C_v$, puede determinarse fácilmente midiendo v, la velocidad del sonido en el gas y usando la conocida fórmula

$$v = (\gamma p/\rho)^{1/2}$$

Al deducir las expresiones para los calores molares de un gas, hemos supuesto que toda la energía absorbida por las moléculas era empleada en aumentar sus velocidades. Recordando esto, veamos la situación experimental como se muestra en el cuadro 1-1.

CUADRO 1-1. VALORES EXPERIMENTALES DE LOS CALORES MOLARES DE LOS GASES A 15°C

Molécula	*Cv en calorías por* (K° mol)	*Grados de libertad*	*Cv en calorías por* (K° mol)	*Razon de Calores Específicos Cp/Cv*	
He	2,98	3	4,95	1,66	$\cong \frac{5}{3}$
A	3,01	3	5,03	1,67	
Hg	2,98	3	4,98	1,67	
Hidrógeno (H_2)	4,83	5	6,81	1,410	$\cong \frac{7}{5}$
Nitrógeno (N_2)	4,94	5	6,94	1,404	
Oxígeno (O_2)	4,97	5	6,96	1,401	
ClH	4,99	5	7,04	1,41	
CO	4,94	5	6,94	1,404	
CO_2	6,71	7	8,75	1,304	$\cong \frac{8}{6}$
Éter etílico (a 250°C)	25,7 40		27,7	1.08	

En este cuadro vemos que los valores de C_v y C_p para gases monoatómicos son aproximadamente los valores teóricos para moléculas "puntuales", a saber, 3 y 5 cal (K°mol), respectivamente. La conclusión es que el calor cedido a tales gases se usa solamente en el aumento de las energías cinéticas de traslación de las moléculas. Sin embargo, los calores moleculares de gases biatómicos, triatómicos y poliatómicos son mayores que los valores teóricos para moléculas "puntuales".

Por consiguiente, deducimos que sus estructuras son tales que una parte de la energía se utiliza para otros fines.

Grados de libertad. Para explicar estas diferencias en los calores molares Clausius introdujo la idea de los *grados de libertad*. El número de grados de libertad que tiene cualquier cuerpo es el *número de variables independientes que hay que especificar para describir su movimiento*. Por ejemplo, un punto que se desliza en una ranura tiene un grado de libertad; al moverse libremente sobre una superficie plana tiene dos; y en el espacio tiene tres. Una pelota de tenis, flotando en el agua, tiene dos grados de libertad de traslación. Puede girar independientemente alrededor de tres ejes: entonces también tiene tres grados de libertad de rotación. Como ejercicio, el lector puede demostrar que un aeroplano en vuelo tiene seis grados.

Suponiendo que un átomo es rígido y no se lo puede hacer girar más rápido o más despacio, le asignamos tres grados de libertad de traslación, como en la fig. 1-6*a*. Si la componente x de la velocidad es C_x, podemos decir que $\frac{1}{2}mC_x^2$ es la energía cinética asociada con el grado de libertad x. Por simetría, el valor medio de esta cantidad debe ser un tercio de $\frac{1}{2}mC^2$, y lo mismo vale para las energías cinéticas asociadas con los mo-

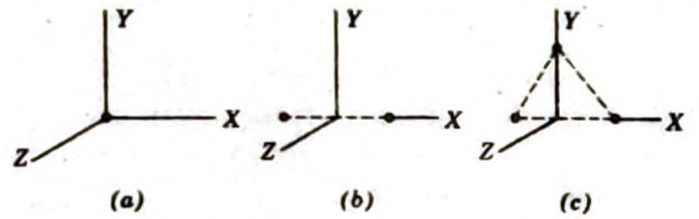


FIG. 1-6. *a*) Molécula monoatómica "puntual". Tiene tres grados de libertad. *b*) Molécula rígida biatómica, alineada a lo largo del eje *X*. Se supone posible la rotación alrededor de los ejes *Y* y *Z*. Esta molécula tiene cinco grados de libertad. *c*) Molécula triatómica rígida. Tiene seis grados de libertad.

vimientos paralelos a los otros dos ejes. En otras palabras, *la energía por mol asociada con cada grado de libertad de traslación es* $\frac{1}{2}RT$. Éste es un ejemplo de la *equiparación de la energía.*

El hecho que *Cv para el hidrógeno sea* $\frac{5}{2}R$ en lugar de $\frac{3}{2}R$ nos lleva a sospechar la existencia de dos grados de libertad adicionales, y por eso nos preguntamos de cuántos modos independientes se puede mover una molécula de hidrógeno. La representamos (fig. 1-6*b*) como un dipolo rígido formado por

dos átomos "puntuales" unidos por una varilla sin masa. Tal molécula puede trasladarse a lo largo de tres ejes independientes, y, en adición a éstos movimientos, puede girar alrededor de cualquiera de estos tres ejes, por lo que tiene tres grados de libertad adicionales. Sin embargo, como se supone que los átomos son puntos, la molécula no puede absorber o poseer energía de rotación alrededor del eje que une los átomos. Por ello tiene sólo 5 grados efectivos de libertad; entonces su calor Cv es $^5/_2R$, ó 5 cal (K°mol).

★ Los valores de Cv para gases triatómicos son algo mayores que $^6/_2R$. Concluimos en que tienen tres grados de libertad de traslación y tres de rotación. El exceso sobre el valor $^6/_2R$ arroja dudas sobre nuestra hipótesis de trabajo de que las moléculas complejas son rígidas, lo cual nos permitió despreciar la absorción de energía por movimientos vibratorios dentro de la molécula. En resumen, las moléculas con tres o más constituyentes atómicos tienen calores específicos correspondientes a más de seis grados de libertad a temperatura ambiente y por ello no pueden ser consideradas rígidas. En tales moléculas, los grados de libertad de vibración se excitan gradualmente cuando la temperatura sube; por esta razón es imposible asignarles un entero definido que sea un múltiplo de $R/2$. Por ejemplo, el calor molar Cv del éter etílico a 15°C es 25,7 cal/(K°mol). A 250°C, Cv es 40 cal/(K°mol).

⋆ A temperaturas suficientemente altas, las moléculas biatómicas también tienen calores moleculares mayores que $^5/_2R$ Este hecho se explica cuantitativamente con facilidad mediante la hipótesis de que las vibraciones internas se excitan a temperaturas altas.

7. Gases reales

Hasta ahora hemos tratado con un gas "ideal" o "perfecto" en el cual las moléculas eran despreciablemente pequeñas y no ejercían fuerzas apreciables una sobre otra. Estas condiciones se cumplen aproximadamente a temperaturas ordinarias para gases tales como el aire y el hidrógeno, que pueden ser licuados sólo a muy bajas temperaturas. Como la mayoría de las leyes de la física, las de Boyle y Charles son aproximaciones que valen dentro de ciertos límites. Boyle mismo, en sus primeros experimentos (1663), halló que cuando se aumenta la presión hasta unas pocas atmósferas, el producto de presión y volumen para una masa de aire dada es mayor

que 1 atm. Una breve consideración explica por qué sucede esto. Cuando un gas se comprime más y más, las moléculas, que tienen un volumen finito aunque pequeño, se amontonan en regiones cada vez más estrechas ocupando así fracciones cada vez mayores del volumen total. Así el volumen "libre" en el cual se pueden mover las moléculas se hace apreciablemente menor que el volumen total. Lo que resulta curioso, desde este punto de vista, es que la parte del volumen de un gas que obedece a la ley de Boyle es el *espacio vacío* entre moléculas.

Por ejemplo, el volumen total de las moléculas en un mol de nitrógeno es aproximadamente 1,26 cm³, que en condiciones normales es solo 0,0056 por ciento del volumen total. A 18 atm de presión, el volumen molecular es cerca del 0,1 por ciento del total. La desviación resultante en el producto de la presión por el volumen es detectable con métodos suficientemente precisos. La ecuación 7 puede corregirse por este efecto aproximadamente introduciendo una constante B como sigue:

$$P(V - B) = RT \tag{11}$$

La constante B no puede diferir mucho del volumen por mol del líquido en que se transforma el gas al condensarse. Éste es quizás tres o cuatro veces el volumen de las moléculas.

La fórmula de van der Waals. Las desviaciones reales son en general mayores que las predichas por esta fórmula, de modo que es necesario considerar otro factor, a saber, la fuerza, generalmente atractiva, entre moléculas. Cuando una molécula gaseosa se aproxima a un límite del recinto es frenada por la atracción de las que quedan detrás de ella y en consecuencia entrega a la pared un impulso, menor que si esta atracción fuera nula. Así la cohesión entre las moléculas produce una disminución en la presión. Si se duplicara la densidad del gas, la fuerza de frenado sobre una molécula se duplicaría, así como también el número de moléculas que llegan a la pared por segundo. Entonces la disminución de presión debido a esta causa se cuadruplicaría. De este modo la corrección que hay que hacer a la presión observada para igualarla al valor teórico correspondiente a atracción cero, varía como el *cuadrado* de la densidad y por ello, inversamente al cuadrado del volumen. Si introducimos una corrección de

este tipo, la ecuación 11 se transforma en la conocida expresión de Van der Waals

$$\left(p + \frac{A}{V^2}\right)(V - B) = RT \qquad (12)$$

Esta ecuación vale solo en regiones limitadas pero es un gran progreso sobre la ecuación 7. El cálculo de B es de considerable interés ya que, como hemos visto, es una medida del volumen molecular. En el cuadro 1-2 se dan algunos diámetros moleculares, determinados experimentalmente.

CUADRO 1-2. DIÁMETROS MOLECULARES Y LIBRES CAMINOS MEDIOS EN CONDICIONES NORMALES

Se supone que las moléculas son esféricas

Gas	*Diámetros moleculares en centímetros* $\times 10^{-8}$		*Libres caminos medios en centímetros* $\times 10^{-6}$ *por mediciones de viscosidad*
	Por la ecuación de Van der Waals	*Por mediciones de viscosidad*	
Hidrógeno	2,76	2,72	11,25
Oxígeno	2,91	3,62	6,4
Anhídrido carbónico	5,55	4,62	3,9
Mercurio	2,37	3,64	

8. Libres caminos medios

Si se abre una botella de amoníaco en un extremo de una habitación, transcurren varios segundos antes que el olor se perciba en el otro extremo. Esta lentitud de propagación es sorprendente cuando pensamos que las velocidades de las moléculas son equivalentes a las de una bala de rifle. Se explica por el hecho que, en el aire inmóvil, una molécula no viaja directamente a través de la habitación sino que choca con otras moléculas aproximadamente cada millonésimo de centímetro. Por ello se mueve hacia un lado y otro con movimiento al azar y avanza comparativamente poco en una dirección definida. Las distancias recorridas entre choques sucesivos de una molécula dada —los caminos libres— serán muy distintos y estarán distribuidos alrededor de un valor promedio λ llamado *libre camino medio*. Calculemos el valor de λ para un gas formado por moléculas esféricas de radio r y diámetro d.

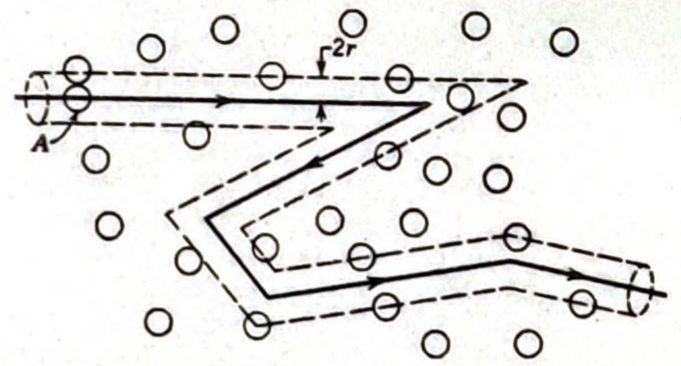


FIG. 1-7. Túnel de exclusión. La molecula A no chocará con ninguna molécula cuyo centro esté a una distancia mayor que $2r$ de la trayectoria de su centro.

Supongamos, por el momento, que sólo una molécula A se mueve en el gas y sea la trayectoria de su centro la indicada con trazo grueso en la fig. 1-7. Esta molécula no llegará a tocar las moléculas cuyos centros están a una distancia $d=2r$ de la línea gruesa. Al recorrer una distancia s, la molécula A barre un "túnel de exclusión" imaginario de radio d y volumen $\pi d^2 s$. Sea n el número de moléculas por unidad de volumen. Al moverse una distancia s, A choca con todas las $n\pi d^2 s$ moléculas en el túnel. Por consiguiente choca con $n\pi d^2$ moléculas al recorrer la unidad de longitud. El recíproco de este valor, que es el libre camino medio λ, está dado por

$$\lambda = 1/n\pi d^2 \qquad (13)$$

★ Esta expresión simplificada puede mejorarse tomando en cuenta los movimientos de las moléculas. La deducción es demasiado complicada para ser presentada aquí pero, si se supone que las velocidades moleculares están distribuidas según la teoría de Maxwell, la ecuación resulta

$$\lambda = 1/\sqrt{2}\, n\pi d^2 \qquad (14)$$

Determinación experimental de libres caminos medios. Uno de los métodos más directos para determinar λ es esencialmente el siguiente: se hace evaporar plata en una pequeña región situada en el fondo de un tubo de cuarzo colocado en un recipiente altamente evacuado. Las moléculas, después

de la evaporación, pasan por un orificio que está en la parte superior del tubo y se depositan en una placa horizontal de vidrio, enfriada con aire líquido. Si la presión del gas es muy baja, de modo que el libre camino medio es mucho mayor que la distancia desde el orificio a la placa, la plata se deposita en una pequeña región determinada por la geometría del sistema. Si la presión del gas aumenta y el libre camino medio disminuye, más moléculas son dispersadas antes de golpear la placa y la mancha de plata se ensancha. Midiendo las dimensiones de los depósitos de plata obtenidos a varias distancias diferentes, a presión constante, se puede calcular λ. Sin embargo, en general se obtiene el libre camino medio mediante una ecuación que lo vincula con la viscosidad de un gas. En el cuadro 1-2 se dan valores experimentales obtenidos por este método. Nótese que, en condiciones normales, las moléculas se mueven sólo unos cien millonésimos de centímetro entre choques. Con el más alto vacío obtenido en nuestros laboratorios terrestres, los libres caminos medios pueden llegar a valores de varios kilómetros. En algunas nebulosas, los libres caminos medios exceden los 10^6 km.

Después de haber determinado experimentalmente el libre camino medio en un gas se puede usar la ecuación 14 para calcular el diámetro molecular. El número de moléculas por cm^3 se halla dividiendo el número de Avogadro por el volumen de un mol de gas, en las condiciones experimentales consideradas. En el cuadro 1-2 se dan valores de d obtenidos de esta manera. Dichos valores están en buena concordancia con los deducidos de la ecuación de Van der Waals.

9. Movimientos brownianos y realidad molecular

Hemos visto que la teoría cinética explica satisfactoriamente la ecuación de los gases y suministra valores consistentes para velocidades moleculares, energías, diámetros y libres caminos medios. Estos hechos, y otras comprobaciones acumuladas durante el siglo XIX, hicieron muy plausible la hipótesis molecular. A pesar de ello, en 1908, Wilhelm Ostwald se opuso vigorosamente a la aceptación de la teoría. Pero en ese año se publicaron las investigaciones del físico-químico francés Perrin y ellas fueron tan decisivas que silenciaron toda oposición. Perrin estudió los llamados *movimientos brownianos* de partículas coloidales suspendidas en un líquido. Los movimientos caóticos de estos pequeños trozos de materia fueron observados por primera vez por el botánico Brown en

1827. En la época de los experimentos de Perrin se creía que estos movimientos eran producidos por el bombardeo desigual de las moléculas del fluido circundante. Perrin razonó así: si la energía cinética de traslación promedio de una molécula de hidrógeno o nitrógeno es igual a $^3/_2RT/N$, según la ecuación 10 y los resultados de las determinaciones de calores moleculares, el mismo valor debe aplicarse a una molécula de proteína relativamente grande, visible como un punto luminoso en el ultramicroscopio. Aun esto debería valer para partículas coloidales que consten de billones de moléculas visibles a través de un microscopio compuesto común. En otras palabras, una partícula coloidal debería moverse como una molécula, aunque con velocidad menor. Si esto fuera cierto, pensó, las esferas coloidales de un líquido tendrían que comportarse como las moléculas de un gas ejerciendo fuerzas sobre las paredes del recipiente en sus choques. Entonces decidió observar tales partículas con un microscopio para localizar sus posiciones a intervalos sucesivos iguales de tiempo y calcular sus velocidades promedio. Luego planeó determinar sus energías cinéticas promedio y compararlas con el valor $^3/_2RT/N$ calculado para moléculas gaseosas. Los movimientos de una cierta partícula fueron observados con el microscopio y sus posiciones anotadas a intervalos sucesivos iguales de tiempo. Con estas mediciones se determinó la distancia promedio recorrida en los intervalos entre observaciones sucesivas y se halló la velocidad promedio usando una ecuación deducida por Einstein.

Experimentos sobre la energía de traslación de las partículas brownianas. Para determinar la energía cinética media de una partícula era menester hallar su masa. A primera vista esto parecía fácil ya que se conocía la densidad del material y se podían calcular los diámetros de las partículas mediante las dimensiones de sus imágenes vista a través del microscopio. Desgraciadamente los glóbulos eran tan pequeños que aparecían como puntos luminosos, como estrellas sin diámetro apreciable. La parte más difícil de la experiencia era la determinación de tales diámetros. Para este fin Perrin usó tres métodos, siendo el más simple el que se detalla a continuación: para asegurarse partículas de igual masa disolvió en alcohol una sustancia resinosa llamada gutagamba. Cuando la solución se mezclaba con agua se producía una suspensión de pe-

queñas esferas que se sometía a centrifugación fraccionada para separar las partículas de diámetro aproximadamente igual. Parte del líquido era entonces evaporado y algunos glóbulos quedaban alineados como las cuentas de un collar. Se midió la longitud de dicha fila usando el microscopio; se contó el número de "cuentas"; se halló el diámetro medio por división y se calculó el volumen por partícula. Para determinar la densidad se halló la masa total de un gran número de esferas por pesada y su volumen total por desplazamiento del agua. Se calculó la masa promedio utilizando el valor de la densidad así hallado y el volumen de una sola partícula según se acaba de explicar.

Habiendo determinado las masas de las esferas y sus velocidades medias, Perrin calculó sus energías cinéticas medias y los resultados estaban en concordancia con el valor $^3/_2RT/N$ suministrado por la teoría cinética.

★ **Experimentos sobre la energía de rotación de las partículas brownianas.** Algunas de las partículas estudiadas por Perrin se disponían en grupos en forma de cadena y así pudo observar sus posiciones en un plano horizontal. Estos cuerpos se desordenaban debido al bombardeo de las moléculas del líquido circundante. Perrin estimó sus velocidades angulares promedio y sus energías cinéticas de rotación angulares. Los valores concordaban muy bien con los predichos por la teoría cinética y de este modo fue verificada nuevamente la teoría de Maxwell de equipartición de la energía.

El valor del número de Avogadro. Las investigaciones de Perrin fueron útiles para proporcionar una determinación más precisa del número de Avogadro N. Como hemos dicho, Perrin midió la energía cinética de traslación promedio $^3/_2RT/N$ de una molécula y, como R y T eran conocidos, se pudo calcular fácilmente N. Sus valores diferían en un 17 por ciento del usado hoy.

La ley de las atmósferas. Además de su trabajo con partículas coloidales individuales Perrin verificó la energía cinética observando una "atmósfera" de glóbulos suspendidos en un líquido. Discurrió que, ya que se comportaban como moléculas gaseosas, en el campo gravitatorio terrestre deberían estar más concentradas en el fondo del recipiente que en mayores alturas. Por otra parte, si la concentración variaba

con la altura, del mismo modo que ocurre con las moléculas en la atmósfera terrestre, la comprobación favorecería la hipótesis de realidad de las moléculas.

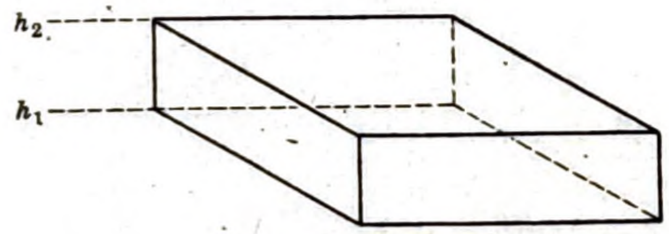


Fig. 1-8.

★ La variación de la presión de una atmósfera inmóvil con la altura puede deducirse como sigue. Consideremos un paralelepípedo de bases horizontales, cada una de área A, a alturas ligeramente distintas h_1 y h_2 (fig. 1-8). Sean las presiones a estas alturas p_1 y p_2, respectivamente. Entonces la fuerza ascendente ejercida en la superficie inferior debida a la presión atmosférica es p_1A mientras la fuerza descendente en la superficie superior es p_2A. Como el gas está en equilibrio, la fuerza ascendente resultante es igual al peso del gas contenido en el paralelepípedo, es decir,

$$(p_1 - p_2)A = \Delta hA\rho g \tag{15}$$

siendo g la aceleración de la gravedad y p la densidad del gas.

★ La densidad del gas varía con la altura; en consecuencia vamos a eliminar P de la ecuación. Si M es el peso molecular gramo y V el volumen por mol

$$\rho = M/V \tag{16}$$

Además, usando la ecuación 7

$$p_1V = RT \quad y \quad V = RT/p_1 \tag{17}$$

Entonces, eliminando V,

$$\rho = Mp_1/RT \tag{18}$$

Combinando las ecuaciones 15 y 18,

$$(p_1 - p_2)/p_1 = Mg\,\Delta h/RT \tag{19}$$

★ La relación 19 vale solo para valores pequeños del miembro izquierdo, ya que P fue considerado constante en la ecuación 15. Sujeta a esta restricción, si no hubiera con-

vección, esta ecuación podría usarse para hallar el peso molecular del nitrógeno, por ejemplo, en nuestra atmósfera. Para ello sería suficiente medir las presiones parciales p_1 y p_2 del nitrógeno a dos alturas h_1 y h_2, suponiendo que la temperatura fuera la misma en ambos puntos. Más conveniente sería medir las concentraciones n_1, n_2 de las moléculas de nitrógeno que las presiones parciales. Como estas concentraciones son proporcionales a las presiones parciales, la ecuación 19 puede escribirse

$$\frac{n_1 - n_2}{n_1} = \frac{Mg(h_2 - h_1)}{RT} \tag{20}$$

Esta ecuación es válida para todas las partículas de la atmósfera (supuesta inmóvil) que se comportan como moléculas. Sería aplicable, por ejemplo, a partículas de niebla. En ese caso, sin embargo, M representaría la masa total en gramos de un número de partículas de niebla igual al número de Avogadro N, tal como en el caso del nitrógeno, M representa el peso molecular. La ecuación 20 demuestra entonces que si M es grande, como en el caso de la niebla, $n_1 - n_2$ es también grande, o sea que la concentración de las partículas de niebla varía rápidamente con la altura; mientras que, si M es mucho menor como en el caso del nitrógeno, la concentración del gas disminuye más gradualmente cuando aumenta la altura. El argumento anterior es igualmente aplicable a la distribución a distintas alturas de partículas coloidales suspendidas en un líquido. En tal caso las cantidades n_1, n_2, h_1, h_2 y T son observables y, como g y R se conocen, una solución de la ecuación 20 da el valor de M. Éste es igual a Nm, donde N es el número de Avogadro y m es la masa de una partícula coloidal. Para observar una "atmósfera" tal Perrin colocó una suspensión de partículas de gutagamba en la platina del microscopio, como en el caso anterior. En vez de observar los movimientos de un solo glóbulo contó el número visible a través del ocular a una altura dada. Luego elevó sucesivamente el microscopio a mayores niveles, hizo otras determinaciones y halló que la concentración variaba con la altura según la ecuación 20. Además, el valor del número de Avogadro así determinado concordaba con el hallado por el otro método, y la veracidad de la teoría cinética fue nuevamente comprobada.

La verificación de la ley de equipartición de la energía y el éxito de Perrin en la determinación del número de Avogadro convencieron a todos de que la hipótesis sustentatoria de la teoría cinética es válida y de que las moléculas existen.

Desde entonces ningún físico prominente ha tratado de derribar la teoría molecular. Nuestra fe en la existencia de las moléculas está justificada por el establecimiento de relaciones numéricas exactas entre los resultados de observaciones efectuadas con instrumentos científicos. Y, efectivamente, tales relaciones poseen una realidad de ningún modo inferior a la proporcionada por observaciones directas ya que, esencialmente, nuestros ojos son instrumentos ópticos.

REFERENCIAS

En el apéndice 9 figura una larga lista de referencias cuyo objeto es guiar al lector hacia un estudio adicional. Algunas de ellas, cuyo nivel de dificultad es el mismo de este libro, pueden suministrarle un enfoque nuevo o más claro de los conceptos fundamentales; otras le darán demostraciones matemáticas y comprobaciones experimentales detalladas; algunas son trabajos de investigación —las últimas autoridades— en revistas fácilmente accesibles.

Las referencias 12, 20, 29, 50, 52, 53, 55, 63, 74, 90 y 98, de carácter introductorio general, pueden usarse como suplemento de casi todo este libro.

Las referencias 65 y 76 son particularmente apropiadas para el capítulo I.

PROBLEMAS

1. 200 balas disparadas en 1 min., con una ametralladora, inciden normalmente sobre una pared. Cada bala tiene una masa de 10g y una velocidad horizontal de 2 km/seg. Suponiendo que en el impacto, cada bala rebota con la mitad de su velocidad hallar *a*) el impulso entregado a la pared por segundo, *b*) la fuerza promedio ejercida contra la pared.

2. Supongamos que moléculas de oxígeno se mueven en un sentido y en el opuesto perpendicularmente a las paredes de un cubo de un centímetro de lado. Cada molécula tiene una masa de 53×10^{-24} g y una velocidad de 400 m/seg. El número de moléculas por cm^3 es $2{,}7 \times 10^{19}$. Suponiendo que cada una rebota con la misma velocidad del impacto, hallar la presión en las paredes.

3. Una bola de billar *A* moviéndose hacia el este con una velocidad de 40 cm/seg choca con otra *B* de igual masa que se mueve hacia el sur con una velocidad de 30 cm/seg. Si, como resultado del choque, *A* pierde todo su impulso, hallar la velocidad de *B* inmediatamente después del impacto. Suponer que no se disipa energía en forma de calor.

4. Consideramos 22,415 cm^3 de oxígeno a 0°C y 76 cm de Hg. Hallar *a*) el aumento de volumen debido a un aumento de temperatura de 1°C, si la presión es constante, *b*) el trabajo en ergios realizado al producir expansión contra la atmósfera, *c*) el calor equivalente a este trabajo, *d*) el calor molar a presión constante. (Ver cuadro 1-1).

5. Sabiendo que la velocidad cuadrática media de las moléculas de hidrógeno a 0°C es 1839 m/seg, ¿cuáles son las velocidades molecu-

lares correspondientes a *a*) helio y *b*) oxígeno? Los pesos moleculares son 2,016, 4,003 y 32,000.

6. A partir de la fig. 1-3, calcular aproximadamente *a*) qué número probable de entre las 10.000 moléculas tiene velocidades mayores que 1,8 veces la velocidad media y también *b*) el número cuyas velocidades son menores que un medio de la velocidad media.

7. Calcular la energía cinética de traslación por molécula de un gas a 27°C. $\frac{3}{2}kT$

8. *a*) ¿A qué temperatura Kelvin sería la energía cinética de traslación promedio de un electrón libre igual a 1 electrón-voltio (ev)? *b*) ¿Cuál sería su velocidad promedio? (Ver apéndice 2, Energías y velocidades.)

9. *a*) ¿A qué altura, en una atmósfera inmóvil de hidrógeno, sería la densidad igual al 99 por ciento de la correspondiente al nivel del mar si la temperatura fuera 27°C? *b*) Considerar la misma pregunta para una atmósfera de oxígeno.

10. Suponer que las partículas brownianas usadas por Perrin tuvieran 10^{-4} cm de diámetro y fueran de una sustancia de densidad 1,5 g/cm^3 y que el líquido fuera agua. *a*) ¿Cuál sería el "peso molecular" de las partículas coloidales? *b*) ¿Cuál sería su velocidad cuadrática media? Suponer una temperatura de 27°C.

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. *a*) 10^7 g. cm/seg^2; *b*) 10,2 kg.
2. 0,763 megadina/cm^2.
3. 50 cm/seg.
4. *a*) 82 cm^3; *b*) 8,31 × 10^7 ergios; *c*) 1,99 cal; *d*) 6,96 cal/ (mol °C).
5. *a*) 1.304 m/seg; *b*) 461 m/seg.
6. *a*) 370; *b*) 1.000.
7. 6,17 × 10^{-14} ergios.
8. *a*) 7.740°K; *b*) 5,93 × 10^7 cm/seg.
9. *a*) 1.260 m; *b*) 79 m.
10. *a*) 4,7 × 10^{11}; *b*) 0,4 cm/seg.

CAPÍTULO II

NATURALEZA ATÓMICA DE LA ELECTRICIDAD

1. Primeras teorías eléctricas

La primera tentativa de dar una explicación razonada de los fenómenos eléctricos parece haber sido la del filósofo Tales (585 a. C.). Tales combatió el punto de vista popular de que la atracción de objetos livianos por el ámbar frotado era de origen sobrenatural. Veintidós siglos después se produjo un nuevo adelanto, cuando William Gilbert, médico de la corte de la reina Elizabeth, descubrió que otras sustancias tales como el diamante, el vidrio, y el azufre se comportaban como el ámbar. Las llamó "ambarizadas" o "electrizadas", término derivado de *elektron*, palabra griega que designa el ámbar. Durante el siglo XVII se hicieron otros descubrimientos aislados, e indicios de que el interés de los sabios se dirigía hacia la electricidad. Algo después (1733) Dufay halló que hay dos clases de cargas eléctricas: *vítrea*, que aparece cuando se frota vidrio con seda, y *resinosa*, cuando se frota cera con piel. Además descubrió la ley fundamental que dice que los cuerpos análogamente electrizados se repelen mientras que cuerpos distintamente electrizados se atraen entre sí. No fue posible establecer cuantitativamente esta ley, sin embargo, hasta que Coulomb (1785) realizó cuidadosas experiencias con la balanza de torsión que acababa de inventar.

Benjamín Franklin sugirió una teoría atómica para explicar la naturaleza de la electricidad. Supuso que existía en los objetos una sola clase de "fluido eléctrico" o "fuego eléctrico" y concibió un cuerpo positivamente cargado como aquel que contenía más fluido que uno no cargado, y uno negativamente cargado como aquel que contenía menos fluido que el no cargado.

Franklin dio el nombre de positiva a la que anteriormente se llamaba electricidad vítrea. Su elección estuvo probablemente influida por el hecho que la llama de una vela es repelida por una esfera positivamente cargada como si algo tangible —un "viento" de partículas electrizadas positivamente—

fuera emitido por la esfera, mientras que es atraída cuando es negativa.

La siguiente cita demuestra que Franklin creyó que las cargas eléctricas eran atómicas: "La materia eléctrica consta de partículas extremadamente sutiles ya que puede atravesar la materia común, aun la más densa, con tal libertad y facilidad como si no hallara ninguna resistencia apreciable."

Como los cuerpos negativamente cargados se repelen entre sí, la teoría de Franklin condujo a la hipótesis de que la materia despojada del fluido eléctrico, se repele a sí misma. Symmer (1759), introdujo principalmente para evitar que se enredaran los problemas de la electricidad con los de la materia, su teoría de los *dos fluidos*. Supuso que un cuerpo no cargado contenía iguales cantidades de dos sustancias sin peso, electricidad positiva y negativa. Las dos teorías antagónicas tuvieron igual éxito en la explicación de hechos conocidos en aquella época, y ambas sobrevivieron hasta bien entrado el siglo XIX.

La primera comprobación experimental de la naturaleza atómica de la electricidad fue el descubrimiento de Faraday de las leyes de la electrólisis (1833). Ya hemos visto que estas leyes favorecen el punto de vista de la naturaleza atómica de la materia. También indican que cada ion en un electrolito lleva una o más cargas elementales de electricidad y que estas cargas elementales son numéricamente iguales para toda clase de iones. Durante la última parte del siglo XIX se creía en muchos ambientes que, en los electrolitos al menos, las cargas eléctricas están en volúmenes del mismo tamaño. En 1874 Stoney calculó por primera vez el tamaño de este "átomo" de electricidad por el siguiente método.

El pasaje de 1 culombio de electricidad a través de una solución de una sal de plata es acompañado por la deposición de 0,001118 g de plata en el electrodo negativo. En consecuencia, para obtener 1 gramo mol (107,88 g) de plata, se necesitarían 96.522 culombios. La carga de cada ion de plata puede hallarse dividiendo esta cantidad por N el número de moléculas en un gramo mol de plata. Stoney usó un valor de N determinado por la teoría cinética y obtuvo

$$e = 10^{-20} \text{ culombio} = 10^{-21} \text{ abculombio} = 3 \times 10^{-11} \text{ esculombio}$$

(Las unidades eléctricas usadas aquí se resumen en el apéndice 1.) Este valor es aproximadamente un quinceavo del hallado después por métodos de mayor precisión. El error en la determinación de Stoney se debió principalmente a la inexactitud en el valor de N. Stoney sugirió que la cantidad

de carga de un ion univalente, positiva o negativa, fuera llamada *electrón*. Sin embargo, hoy es usual asignarle tal nombre a la partícula cargada negativamente que desempeña un papel tan importante en la física moderna. La parte positiva o *núcleo* del tipo más abundante de átomo de hidrógeno, que lleva una carga igual en magnitud a la del electrón, es llamada protón.

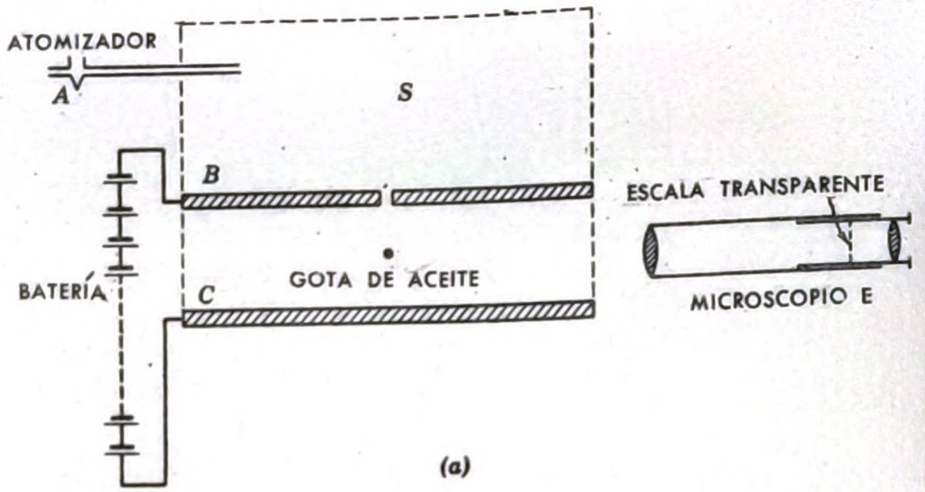
Ahora vamos a pasar al estudio de los electrones y de los iones positivos que se producen cuando se extraen electrones de los átomos. Para tener una mejor perspectiva sugerimos al lector consulte el apéndice 3, que trae un censo de los ciudadanos del mundo atómico.

2. Carga electrónica

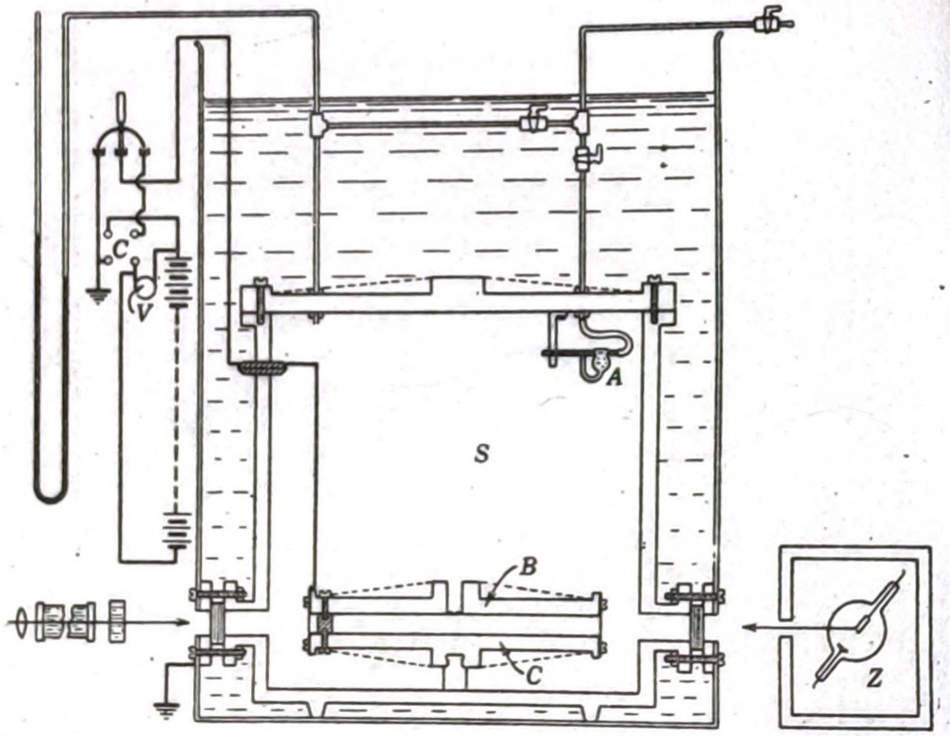
Durante el último cuarto del siglo XIX se obtuvo una información precisa sobre las propiedades de los electrones, al prestarse mucha atención a la conducción de electricidad a través de gases. La actividad en este campo trajo como consecuencia el descubrimiento de los rayos X efectuado por Röntgen en 1895. Este descubrimiento fue tan importante para el físico como el invento del telescopio para el astrónomo. Por primera vez el experimentador pudo fácilmente ionizar un gas sin tener que hacer pasar una descarga eléctrica por el mismo gas. Los movimientos de los iones en un campo eléctrico pudieron ser estudiados con relativa facilidad y precisión. Cuando se interrumpía el bombardeo con rayos X del gas, los iones cargados opuestamente se combinaban y la conductividad disminuía lentamente.

Entonces surgió la cuestión de la magnitud de las cargas de estas partículas. ¿Era la misma para iones positivos que para negativos, y era equivalente a la del ion univalente de la electrólisis? Las primeras tentativas de contestar estas preguntas fueron efectuadas por Townsend (1897), Thomson (1898) y H. A. Wilson (1903).

Durante los años 1906-1916 Millikan modificó y mejoró notablemente sus métodos y desarrolló un aparato (fig. 2-1*b*) de gran precisión. Un esquema simplificado puede verse en la fig. 2-1*a*. En el espacio S se producía una nube de partículas de aceite por medio de un atomizador A. Éstas caían lentamente como la neblina y unas pocas penetraban en el espacio comprendido entre las placas metálicas horizontales B y C. Cuando se iluminaban intensamente las gotitas desde un costado eran visibles como motas en un rayo de luz y podían ser



(a)



(b)

FIG. 2-1. *a*) Esquema simplificado del aparato de la gota de aceite de Millikan. *b*) Esquema más completo del aparato de la gota de aceite. El atomizador *A* producía una niebla de aceite, algunas de cuyas gotas penetraban en el espacio comprendido entre las placas *B* y *C*. Una lámpara de arco iluminaba las gotitas desde la izquierda. Para reducir las corrientes de convección entre *B* y *C*, la luz se hacía pasar a través de una célula absorbente de calor. El microscopio se colocaba con su eje normal al plano del esquema. Para cambiar la carga de las gotitas se enviaba un destello de rayos X desde el bulbo *Z* entre las placas *B* y *C*. *(Gentileza de la Imprenta de la Universidad de Chicago.)*

observadas a través de un microscopio *E* de poco aumento. El ocular del microscopio tenía una escala milimetrada transparente, de modo que podía leerse exactamente la altura de una gotita. Cuando la placa *B* se hacía positiva con respecto a *C* por medio de una batería de alto potencial, algunas gotitas se movían hacia arriba, algunas caían lentamente y otras más rápido. Esto demostró que algunas estaban cargadas positivamente y otras negativamente, ya por el proceso de atomización, ya por contacto con los iones del aire. Ajustando cuidadosamente el potencial de *B* de modo de tener una adecuada intensidad de campo se podía mantener en reposo una gotita determinada, igual que el ataúd de Mahoma, exceptuando pequeñas agitaciones producidas por el bombardeo irregular de las moléculas de aire.

★ Sea g la intensidad del campo gravitatorio terrestre (fuerza por unidad de masa) y m la masa de la gotita. Sea E la intensidad del campo eléctrico cuando la gota está equilibrada y Q la carga de la gotita. Como la gota está equilibrada, la fuerza descendente mg ejercida sobre ella por el campo gravitatorio terrestre es igual a la fuerza ascendente ejercida por el campo eléctrico; es decir:

$$mg = EQ = (V/s)Q \qquad (1)$$

(La intensidad del campo eléctrico entre las placas se determina dividiendo la diferencia de potencial V entre ellas por la distancia s. Así, una intensidad de campo de 1 dina/abculombio es igual a 1 abvoltio/cm. Ver apéndice 1.)

★ *Ejemplo.* Un condensador eléctrico consta de 2 placas horizontales separadas por 2 cm. La diferencia de potencial entre ellas es de 60,000 voltios. *a*) ¿Cuál es la intensidad de campo eléctrico entre las placas? *b*) ¿Cuál es la carga sobre una bolita de médula de saúco cuya masa es 0,00204 g que está en equilibrio en los campos eléctrico y gravitatorio?

a) $E = \dfrac{60.000 \text{ voltios}}{2 \text{ cm}} = 3 \times 10^{12}$ abvoltios/cm ó dinas/abculombio.

b) 3×10^{12} dinas/abculombio $\times\, Q = 0{,}00204$ g $\times$ 980 cm/seg^2
$Q = 0{,}67 \times 10^{-12}$ abculombio $= 6{,}7 \times 10^{-12}$ culombio.

★ La masa de la gotita fue hallada midiendo su velocidad "final" límite vg al caer sola en el campo gravitatorio terrestre. Como esta velocidad era constante la fuerza de fricción ascendente era igual al empuje hacia abajo mg de la gravedad. La fuerza de fricción se determinaba cuando las placas B y C estaban al mismo potencial usando la ley de Stokes, que dice

que la fuerza f que se opone al movimiento estacionario de una esfera de radio r a través de un fluido isótropo homogéneo está dada por

$$f = 6\pi\eta v r$$

donde η es la viscosidad del fluido.

★ La fuerza descendente resultante que actúa sobre la gotita de densidad D es su peso menos el empuje del aire de densidad d. Entonces

$$\tfrac{4}{3}\pi r^3 (D - d)g = 6\pi\eta v r \qquad (2)$$

A partir de la ecuación 2 se puede hallar r; con este valor se calcula la masa de la gotita y la ecuación 1 da entonces la carga.

★ En el último trabajo de Millikan las gotitas no estaban equilibradas. Primero midió la velocidad hacia abajo vg en el campo terrestre solamente, y luego la velocidad $v(g+E)$ en los campos combinados. La ecuación 1 fue remplazada por

$$\frac{mg}{mg + QE} = \frac{V_g}{V_{(g+E)}}$$

Mientras observaba una gotita equilibrada Millikan notó ocasionalmente que comenzaba repentinamente a elevarse o a caer. Esto indicaba que la carga había cambiado, presumiblemente por contacto con un ion atmosférico. Después de este cambio de carga se alteraba la intensidad del campo eléctrico para restablecer el equilibrio y se determinaba un nuevo valor de E. Una serie de observaciones prolongadas demostró que *para gotitas de un tamaño dado*, el aumento o disminución de carga producido por el choque con un ion era siempre el mismo valor, dentro de los límites del error experimental. Esto indicaba que todos los iones gaseosos que chocaban con una cierta gotita tenían iguales cargas numéricas.

★ **Corrección por inhomogeneidad del medio.** Sin embargo, cuando se usaban gotitas de *diferentes tamaños*, los valores experimentales de e, la carga iónica, variaban como se ve en la fig. 2-2, siendo mayores para gotitas pequeñas que para más grandes. Además, los valores experimentales de e para una gotita de un tamaño dado aumentaban cuando se disminuía la presión.

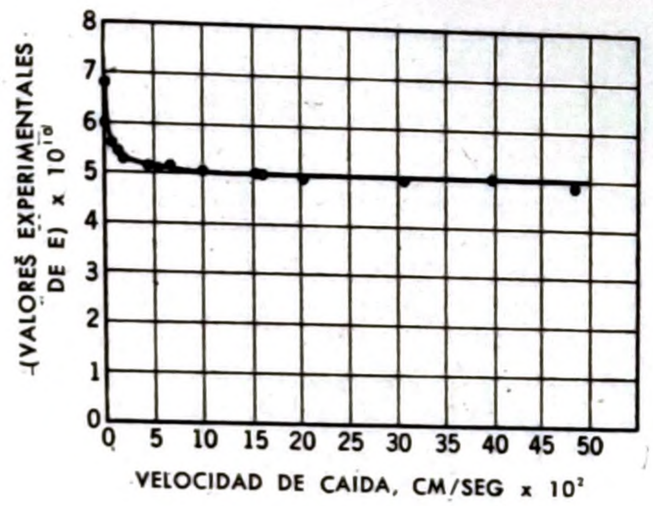


FIG. 2-2. Valores experimentales de la carga electrónica determinada con gotitas que, teniendo tamaños diferentes, caen con distintas velocidades.

Los resultados de variación con el tamaño pueden ser explicados razonablemente suponiendo que, presentes en el gas, había iones de muy distintas cargas y que, por alguna razón misteriosa, los iones de mayores cargas eran selectivamente atraídos por las gotitas más pequeñas. Sin embargo era posible una explicación más simple: la ley de Stokes no se aplica exactamente a partículas muy pequeñas a presiones normales o aun a mayores partículas a presiones reducidas. Una de las hipótesis básicas que se hacen al deducir la ley es la de que el medio es *homogéneo* y no contiene "agujeros" o discontinuidades comparables en tamaño a la esfera. La partícula debe moverse uniformemente como un bloque deslizándose a lo largo de un plano inclinado liso y no cayendo bruscamente por un tramo de escalera Entonces, si en sucesivas experiencias hiciéramos caer esferas más y más pequeñas a través del aire a presión atmosférica, eventualmente llegaríamos a un estado en el que la ley de Stokes dejaría de ser válida ya que las distancias entre moléculas serían grandes comparadas con el diámetro de las gotitas. Debido a estas consideraciones Millikan supuso que todas las cargas iónicas eran iguales. Por ello introdujo en sus ecuaciones un factor de corrección basada en la teoría cinética y llegó finalmente a una excelente concordancia entre todos los valores de e determinados por la experiencia a varias presiones y con gotitas de distintos tamaños en gases diferentes.

Como resultado de las investigaciones de Millikan y de sus discípulos, que abarcaron un período de diez años, se halló el siguiente valor de la carga elemental de la electricidad

$$e = \pm 4.770 \times 10^{-10} \text{ esu (o statculombio)} = 1.591 \times 10^{-20} \text{ abculombio}$$

La parte más difícil de la experiencia de Millikan era la determinación de la viscosidad del medio. Ésta fue determinada para diferentes gases a distintas presiones, por varios de los alumnos de Millikan. A pesar de este gran esfuerzo el valor de la viscosidad de Millikan tenía un error insospechadamente grande. En consecuencia, su valor de e era aproximadamente 0,7 %, demasiado pequeño. El error fue finalmente encontrado y eliminado por Bearden. Hoy el valor aceptado es

$$e = 4.802 \times 10^{-10} \text{ statculombio} = 1.602 \times 10^{-20} \text{ abculombio}$$

Se deduce que 6,25 billones de billones de electrones o protones son iguales a 1 culombio. La pequeñez de la carga puede ilustrarse suponiendo que los electrones que penetran en el filamento de una lámpara incandescente de 100 vatios, 115 voltios en 1 seg, se distribuyen uniformemente sobre la superficie libre de la tierra. Si se hiciera esto habría aproximadamente un electrón por centímetro cuadrado. La determinación precisa de esta magnitud es verdaderamente un progreso notable.

Se halló que el valor numérico de e era el mismo, cualesquiera fueran los métodos usados, para separar los electrones de sus átomos madres. Entre ellos mencionamos la irradiación de gases con rayos alfa, beta y gamma y con rayos X; la emisión de electrones desde metales por calentamiento hasta la incandescencia, o por iluminación con rayos ultravioleta. Estos resultados, junto con otras comprobaciones, nos llevan a creer que la magnitud de la carga elemental es invariante en sólidos, líquidos y gases. Por lo que sabemos hasta ahora, es una constante universal.

El número de Avogadro. Hemos dicho que Stoney en 1874 usó datos electrolíticos y un valor muy aproximado del número de Avogadro para determinar la carga del electrón o, más bien, la del ion univalente de la electrólisis. Ahora que la carga elemental está determinada por un método independiente es posible, inversamente, determinar N. Cada ion de plata tiene una carga $e = 1{,}602 \times 10^{-19}$ culombios, y si se depositan N átomos por culombio, la carga transferida es Ne. Esta cantidad es el faraday, y

$$Ne = \frac{107{,}88 \text{ g/mol}}{0{,}001118 \text{ g/culombio}} = 96.500 \text{ culombios/mol},$$

aproximadamente.
Usando datos más precisos disponibles al presente hallamos $N = 6{,}025 \times 10^{23}$ moléculas por mol.

Una unidad conveniente de energía, el electrón-voltio. Al hablar de energías de átomos individuales, electrones, etc., es conveniente usar como unidad el *electrón-voltio*, abreviado como ev, que es igual al trabajo realizado cuando un electrón se mueve de un punto a otro que difiere del anterior en un voltio de potencial. La energía cinética se puede medir en electrón-voltios. Si un electrón libre se mueve sin choques de un lugar a otro donde el potencial difiere en 1 voltio, entonces la energía cinética del electrón debe variar en 1 ev. Usando los valores numéricos que figuran en el apéndice 2, hallamos:

1 electrón-voltio	$= 1{,}602 \times 10^{-12}$ ergio
Constante de Boltzmann	$= 86{,}1 \times 10^{-6}$ ev/(K° molécula)
Energía cinética de traslación promedio por molécula	= 0,0353 ev a 0°C
Energía en reposo (pág. 40) de un electrón	= 0,511 Mev (millón de ev)

3. Masa del electrón

Descargas a través de gases. Hemos demostrado que las cargas eléctricas, positivas o negativas, están formadas por unidades indivisibles, todas de la misma magnitud numérica. Ahora consideraremos la masa asociada con el electrón que

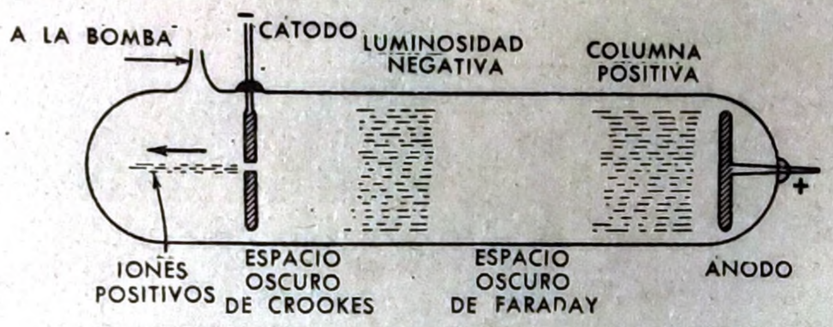
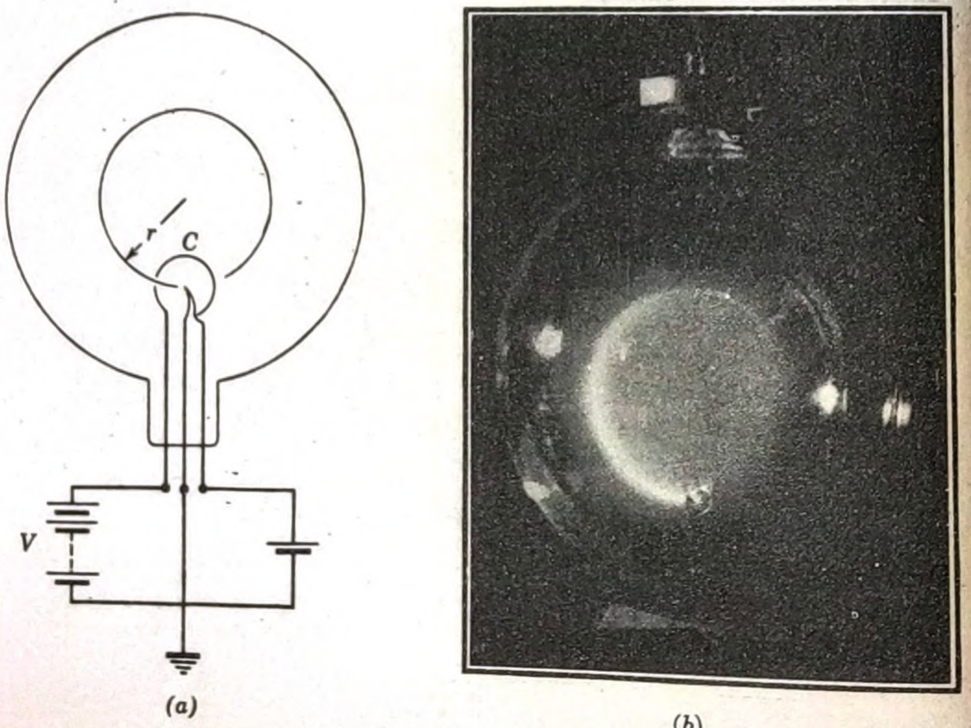


FIG. 2-3. Descarga eléctrica a presión reducida.

puede determinarse mediante experiencias con tubos de descarga. Cuando se reduce suficientemente la presión, la aparición de la descarga es muy distinta de la chispa arborescente disruptiva que salta entre los bornes terminales secundarios de una bobina de inducción. La figura 2-3 muestra la aparición de una descarga en un tubo que contiene aire a la presión de 0,1 mm de Hg. El campo eléctrico próximo al cátodo es muy grande. Los iones positivos, atraídos por el cátodo, extraen electrones del metal. La presión del aire es tan baja que cada electrón emitido recorre varios milímetros antes de chocar con alguna molécula de aire en la *luminosidad negativa*. Los electrones siguen avanzando desde la luz negativa y adquieren suficiente energía como para excitar e ionizar moléculas en la *columna positiva*.

Nótese el *espacio oscuro de Crookes*. En esta región los electrones se alejan del cátodo con velocidades de miles de millas por segundo. Cuando se reduce la presión en el tubo van en promedio más lejos aún antes de chocar con las moléculas; por ello el espacio oscuro se extiende cada vez más lejos del cátodo. A presiones de unos centésimos de milímetro llena todo el tubo; los electrones golpean las paredes de vidrio del



(*a*)

(*b*)

FIG. 2-4. *a*) Esquema del tubo que permite determinar la masa del electrón. *b*) Fotografía (gentileza del doctor K. T. Bainbridge). Ver *Am. Phys. Teacher*, 6, 35 (1938).

tubo y las hacen fluorescer con luz amarillo-verdosa. Los obstáculos colocados frente al cátodo producen sombras definidas sobre las paredes demostrando que los electrones tienen trayectorias rectas. Los electrones pueden ser desviados por campos magnéticos o eléctricos en direcciones tales que prueban que están cargados negativamente.

La fig. 2-4 muestra un tubo muy evacuado que tiene como cátodo un alambre montado sobre el eje de un cilindro metálico *C*. El cátodo se calienta al rojo para que emita electrones. Estos electrones son acelerados por la diferencia de potencial *V* entre el cátodo y el cilindro, de modo que algunos de ellos pasan a través de una ranura en el cilindro. El tubo está colocado entre los polos de un imán poderoso cuyo campo de intensidad *H* produce una densidad de flujo magnético $B = \mu H$. La fuerza debida al campo magnético desvía los electrones haciendo que recorran trayectorias circulares. Esta trayectoria se pone en evidencia mediante la fosforescencia del gas en el tubo de manera que puede medirse el radio de la trayectoria circular.

El trabajo realizado al acelerar un electrón desde el cátodo hasta el cilindro es igual a la energía cinética final del electrón:

$$Ve = \tfrac{1}{2}mv^2 \qquad (3)$$

Cada electrón se mueve sobre un círculo de radio r tal que

$$mv^2/r = Bev \qquad (4)$$

★ La fuerza radial Bev se halla del siguiente modo: Sea un alambre de longitud L cuya corriente I es perpendicular a un campo magnético de intensidad H, de modo que la densidad de flujo es B. La fuerza F que actúa sobre el alambre está dada por

$$F = BIL$$

Si n es el número de electrones libres por unidad de longitud de alambre, la corriente I es igual a nev siendo v la velocidad de impulsión hacia adelante de los electrones. El número de electrones que actúan en el campo es nL, de modo que la fuerza por electrón es

$$f = F/nL = BnevL/nL = Bev \qquad (5)$$

La velocidad v puede ser calculada con la ecuación 3. Rempla-

zando este valor en la ecuación 4 y conociendo e y r, podemos calcular la masa m del electrón.

Se han empleado muchos otros métodos experimentales, la mayoría de los cuales implica el uso de campos tanto eléctricos como magnéticos. Los resultados indican que los electrones comparativamente lentos emitidos por el cátodo en los tubos de descarga, o por cuerpos calientes, lo mismo que los emitidos por rayos X o ultravioletas, tienen la misma masa, a saber,

$$m_0 = 9{,}107 \times 10^{-28}\ \text{g}$$

que es aproximadamente 1/1836 la del átomo de hidrógeno.

4. Variación de la masa con la velocidad

Este valor de la masa vale solo para electrones en reposo o en movimiento con velocidades pequeñas comparadas con la de la luz. Por esta razón la llamamos a menudo "masa en reposo". Cuando se aplica una tensión suficientemente grande a un tubo de descarga, de modo que la velocidad de los electrones se hace apreciable comparada con la de la luz, la desviación producida por el campo magnético es menor que la predicha por las ecuaciones 3 y 4. Este hecho podría ser explicado suponiendo que la carga, o bien la masa del electrón, depende de su velocidad, ya que el cociente e/m aparece en las ecuaciones de movimiento. Sin embargo, la variación observada de e/m con la velocidad ya está tenida en cuenta en la teoría comúnmente aceptada que predice variación de la masa, pero no de la carga. Lorentz dedujo una expresión de la masa a partir de la electrodinámica y Einstein obtuvo la misma fórmula con la teoría de la relatividad (capítulo XV). La relación es

$$m = m_0 \Big/ \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} = m_0/(1 - \beta^2)^{1/2} \qquad (6)$$

donde v es la velocidad, c la velocidad de la luz y $\beta = v/c$.

★ Suponiendo constancia de la carga, Bucherer y otros determinaron las masas de electrones emitidos por átomos radiactivos con velocidades próximas a la de la luz. Zahn y Spees hicieron notar ciertas fuentes de inexactitud en los resultados de los primeros investigadores y efectuaron nuevas mediciones que confirmaron la ecuación 6. Además, los resulta-

dos de Starke y Nacken, y los de Lahaye apoyaban esta relación. En la fig. 2-5, la parte superior de la curva muestra la variación predicha por la ecuación 6.

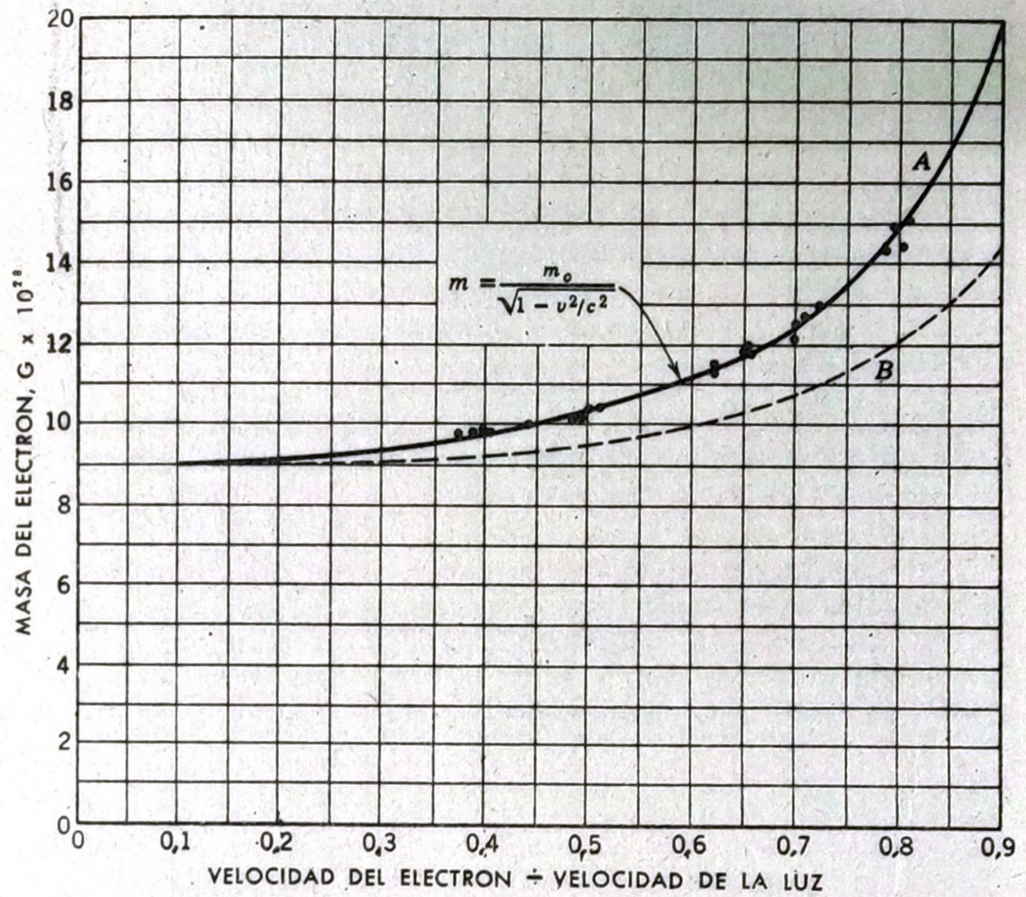


FIG. 2-5. Masa del electrón a diferentes velocidades. La curva llena *A* está calculada a partir de la ecuación 6. La curva punteada se basa en la hipótesis de que la mitad de la masa es constante mientras la otra mitad varía según la ecuación 6.

Relación entre masa y energía. La importancia de la comprobación experimental de que la masa de un electrón depende de su velocidad puede apreciarse cuando pensamos que, durante muchos años previos a las primeras experiencias sobre este tema, la ley de conservación de la materia se consideraba casi perfectamente comprobada. Esta opinión no debe asombrarnos ya que para velocidades ordinarias, la variación en la masa de los cuerpos es inapreciable.

Siendo desagradable suponer que la masa puede crearse de la nada nos preguntamos: ¿qué es lo que debe gastarse para acelerar un electrón y qué es lo que él entrega cuando se lo frena? La respuesta más obvia es: energía. Confirmando

este punto de vista, la teoría de la relatividad indica que la masa y la energía son inseparables.

Cualquier aumento en la energía de un sistema físico está asociado con un aumento de su masa. En el capítulo XV discutiremos la opinión generalmente aceptada de que un sistema de masa m posee una energía

$$E = mc^2 \tag{7}$$

Teniendo en cuenta las ecuaciones 6 y 7 no podemos seguir defendiendo la ley de conservación de la masa aplicada a un cuerpo individual. La remplazamos por la ley de conservación de la energía y reconocemos la existencia de una nueva entidad, a saber, energía-masa.

Según este punto de vista, un tren expreso en movimiento tiene mayor masa que cuando está en reposo. (El aumento es sólo de unos pocos microgramos.)

***Fórmula corregida de la energía cinética.** Consideremos una partícula de masa m_0 y energía en reposo m_0c^2. Si se mueve con velocidad v su energía tendrá un valor mayor mc^2 y la energía cinética (E.C.) sería la diferencia entre su energía total y su energía-masa en reposo. En virtud de la ecuación 6,

$$\text{E.C.} = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2\left[\frac{1}{(1-\beta^2)^{\frac{1}{2}}} - 1\right] \tag{8}$$

Pero si la velocidad se reduce a un valor pequeño comparado con la velocidad de la luz, la energía cinética debe tender a la expresión familiar $\frac{1}{2}\, m_0v^2$. Veremos que la expresión de la ecuación 8 cumple con este requisito. La fórmula del binomio dice

$$(a-b)^n = a^n - \frac{na^{n-1}b}{1!} + \frac{n(n-1)a^{n-2}b^2}{2!} - \cdots$$

Poniendo $a = 1, b = \beta^2$, y $n = \frac{1}{2}$, obtenemos

$$(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} = 1 + \tfrac{1}{2}\beta^2 + \tfrac{3}{8}\beta^4 \cdots$$

Si β es tan pequeño que podemos despreciar β^4 y potencias mayores, la ecuación 8 nos da la *aproximación*

$$\text{E.C.} = m_0c^2(1 + \tfrac{1}{2}\beta^2 - 1) = \tfrac{1}{2}m_0v^2$$

como era de esperar.

Pero ¿podemos considerar el electrón como una forma de la materia, aunque posea masa? Para responder a esta pregunta es necesario decidir cuáles son las propiedades esenciales de la materia. En particular, ¿qué implicamos cuando decimos que la cantidad de materia en un trozo de plomo es igual a la de un montón de plumas? Por cierto que no queremos decir que sus pesos son iguales, ya que un objeto podría estar en la cumbre de una montaña y el otro en un valle. Lo que realmente queremos decir es que ambos cuerpos, en reposo o moviéndose lentamente, experimentarían iguales aceleraciones al ser sometidos a iguales fuerzas; en otras palabras, sus masas son iguales. La masa es en realidad una propiedad esencial de la materia.

Según lo dicho, tanto la materia como la radiación tienen masa. ¿Cómo difieren entonces entre sí? En una cosa: una partícula de materia no puede ir tan *rápido* como la luz puesto que si así lo hiciera, en virtud de la ecuación 6, su masa se haría infinita.

5. Naturaleza electromagnética de la masa

Una analogía hidrodinámica bastante imperfecta puede aclararnos cómo depende la masa del electrón de su velocidad. Consideremos un bote de vela moviéndose en un lago. Produce una perturbación y el agua circundante se pone en movimiento. Parte de la inercia, y por ello parte de la energía cinética, del sistema móvil está en el mismo bote, y parte en el agua circundante. Entonces, para impartir al bote una velocidad v, necesitaríamos darle una energía tal que

$$\text{E.C.} = \tfrac{1}{2}(M + m)v^2$$

En esta ecuación, M representa la masa del bote y m la "masa efectiva" del fluido que arrastra consigo.

Al considerar la masa electromagnética es útil adoptar el punto de vista de Faraday y concebirla en términos de tubos o líneas de fuerza. Cuando un polo magnético norte se coloca cerca de un polo sur dibujamos las líneas magnéticas naciendo en el polo norte y terminando en el polo sur. Generalmente la intensidad del campo está representada por el número de líneas por unidad de área. Las líneas actúan como cuerdas elásticas, que se repelen mutuamente. Para separar los polos debe realizarse un cierto trabajo, y la energía se almacena en el medio. Análogamente desde una bolita de médula de saúco positiva-

mente cargada emergen líneas eléctricas que van hacia las cargas negativas. Para alejar la carga positiva de la negativa debe realizarse trabajo, y la energía se almacena en el campo eléctrico.

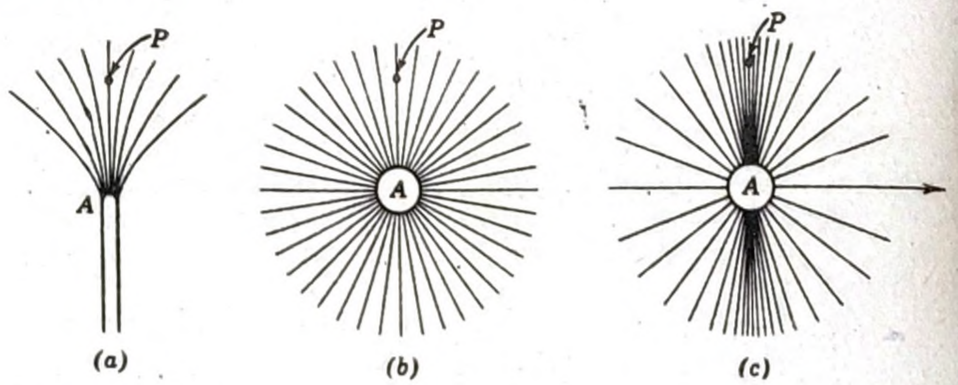


FIG. 2-6. *a*) Líneas magnéticas provenientes del polo de un imán; al moverse lateralmente generan un campo eléctrico perpendicular al plano del papel en el punto *P*. *b*) Análogamente, líneas eléctricas móviles producen un campo magnético en *P*. *c*) A alta velocidad, la acumulación de líneas eléctricas en la región "ecuatorial" produce un campo magnético mayor.

Vamos a considerar ahora el efecto del movimiento de tales líneas en la producción de campos eléctricos o magnéticos. Debido a ser más familiares, vamos a considerar primero las líneas magnéticas. Si el polo de un imán *A* se mueve lateralmente las líneas magnéticas pasan por el punto *P* y se genera un campo eléctrico perpendicular al plano del papel. Si hubiera un alambre en esa dirección, el movimiento de las líneas produciría una fuerza electromotriz inducida. Si el polo se mueve hacia *P*, la línea magnética que pasa por *P* no tiene componente lateral de movimiento y no se genera ningún compo eléctrico. En general, la intensidad del campo eléctrico es proporcional a la velocidad con que pasan las líneas magnéticas por *P*.

Por otra parte, se puede considerar que existen líneas eléctricas alrededor de una bolita de médula de saúco eléctricamente cargada, como en la fig. 2-6*b*. Si se mueven lateralmente pasando por *P* se genera un campo magnético que es nuevamente proporcional a la velocidad con que se mueven. Si, además, aumenta la velocidad, la intensidad, y por ello la energía de este nuevo campo, aumenta. Como la energía depende de la velocidad, puede ser considerada cinética en naturaleza. La energía del sistema está así concentrada en dos lugares, a saber, en la bolita de médula de saúco de masa *M* y en el campo electromagnético.

Supongamos que se dé a la bolita de médula de saúco una velocidad muy grande, del orden de las 150.000 millas/seg. Usando la teoría electrodinámica puede demostrarse que las líneas de fuerza eléctrica se acumularían en la región ecuatorial (fig. 2-6*c*). Entonces las líneas eléctricas se desplazan desde las regiones donde su efecto magnético es pequeño hacia aquéllas donde el efecto es mayor. Como resultado, la energía del campo electromagnético se haría mayor que si no se hubiera producido la desviación. Para explicar este exceso de energía proveniente del movimiento del campo desviado suponemos que la masa electromagnética *m* aumenta con la velocidad.

Si imaginamos un electrón como una pequeña burbuja de electricidad, negativamente cargada, surge la pregunta "¿Hay alguna porción de la masa que no aumente con la velocidad?" Podríamos llamar a esta porción hipotética, masa "ordinaria". Al considerar esta pregunta, la variación de la masa electrónica con la velocidad es significativa. En la figura 2-5 la curva superior está dibujada con la hipótesis de que todas las masas obedecen a la ecuación de Lorentz (6). La curva inferior muestra el resultado que se obtendría si la mitad de la masa obedeciera a la ecuación 6, mientras la otra mitad fuera de naturaleza tal que no aumentara con la velocidad. El hecho de que los puntos experimentales se disponen en la proximidad de la curva superior ha llevado a la creencia general de que el electrón no tiene masa "ordinaria". Sin embargo, este tema merece una ulterior investigación.

La relación entre la masa y el electromagnetismo ha sido considerada aquí desde el punto de vista de la electrodinámica clásica. Los resultados están de acuerdo con los de la relatividad (capítulo XV).

6. Dimensiones del electrón y del protón

★ Al buscar una expresión para el tamaño del electrón nos encontramos con el inconveniente de que no sabemos nada de su forma o de la distribución de su carga. Supongamos arbitrariamente que un electrón es una burbuja de electricidad cuya carga *e* está uniformemente distribuida sobre la superficie de una esfera. Imaginemos que esta esfera se contrae de modo tal que la carga sobre su superficie se comprime. Cuando se hace esto se añade energía a la esfera y, por consiguiente, su inercia y su masa aumentan. Además, la masa del sistema puede hacerse tan grande o tan pequeña como queramos

variando su radio. Supongamos que cuando la masa es igual al valor m_0 del electrón el radio sea r_0. Entonces, expresando e en esculombios, la energía de la esfera cargada resulta

$$E = \frac{1}{2}\frac{e^2}{r_0}$$

Este resultado se obtiene como sigue: si añadimos al electrón una carga $-\Delta e$, debemos efectuar un trabajo

$$(-\Delta e)(-e/r_0) = e\,\Delta e/r_0$$

ya que el potencial en la superficie es $-e/r_0$. Si "construimos" un electrón sumando tales cargas, una por una, el trabajo promedio necesario para colocar una cantidad $-\Delta e$ en su lugar es la mitad de la expresión precedente debido a que el potencial aumenta gradualmente en magnitud desde O a $-e/r_0$. De aquí que el trabajo necesario para reunir toda la carga sobre la superficie de una esfera deba ser $\frac{1}{2}e^2/r_0$. Por otra parte, en virtud de la ecuación de Einstein, esta energía es igual a m_0c^2; entonces

$$m_0c^2 = \tfrac{1}{2}e^2/r_0$$

$$m_0 = \tfrac{1}{2}e^2/r_0c^2$$

es decir, $$9 \times 10^{-28}\ \text{g} = \frac{(4{,}80 \times 10^{-10}\ \text{esculombio})^2}{2(3 \times 10^{10}\ \text{cm/seg})^2 r_0} \qquad (9)$$

$$r_0 = 1{,}4 \times 10^{-13}\ \text{cm}$$

★ Como el protón es más pesado que el electrón, esta ecuación nos llevaría a creer que el "radio" del protón es aproximadamente 10^{-16} cm. Este valor está en desacuerdo con los hechos conocidos (pág. 425) sobre dispersión de partículas rápidas mediante átomos de hidrógeno. El protón no actúa como una burbuja de electricidad. En muchos aspectos se comporta como una combinación de un neutrón y un electrón positivo cuyas propiedades serán explicadas en el capítulo XI.

7. Isótopos y su interpretación

Las masas de partículas positivamente cargadas pueden determinarse por métodos experimentales semejantes a los usados para el electrón. En el tubo de descarga de la fig. 2-3, los

rayos se indican pasando por la abertura del cátodo de derecha a izquierda.

Estos rayos, que son llamados a veces *rayos canales*, constan de átomos o grupos de átomos cada uno de los cuales ha perdido uno o más electrones en el intenso campo eléctrico que existe entre los electrodos. Sus masas fueron por primera vez estudiadas cuidadosamente por J. J. Thomson. Este investigador halló que el elemento neón está compuesto por dos tipos de átomos, con masas atómicas próximas a 20 y a 22, respectivamente. Mucho después apareció una tercera variedad de masa 21. Estas subespecies son llamadas *isótopos* del neón, de la palabra griega que significa "el mismo lugar", y representan variedades de un solo elemento químico.

Aston desarrolló más tarde un aparato de gran precisión cuyas partes esenciales se muestran en la fig. 2-7. Los iones positivos, producidos por un intenso campo eléctrico próximo al cátodo, eran acelerados hacia el mismo. Algunos de ellos pasaban a través de ranuras muy angostas, S_1 y S_2. Estas partículas positivamente cargadas eran desviadas hacia abajo por un campo eléctrico existente entre las placas P_1 y P_2. Aquí se producía una dispersión o separación, siendo las partículas más rápidas de masa y carga dada menos desviadas que

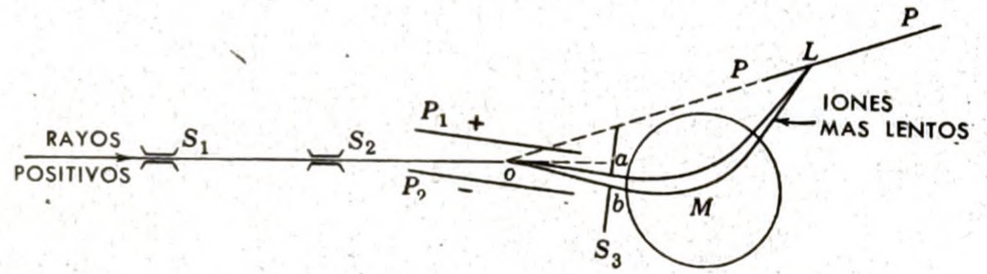


FIG. 2-7. Esquema simplificado del espectrógrafo de masa de Aston. (Del libro de RICHTMYER, *Introduction to Modern Physics*; gentileza de McGraw-Hill Book Co.).

las más lentas. El haz divergente resueltamente penetraba en M, donde un campo magnético perpendicular al plano del papel lo desviaba hacia arriba. La aplicación de los dos campos hacía de este modo que todas las partículas con un cociente dado de masa sobre carga convergieran en una cierta región L sobre una película fotográfica, cualquiera fuese su velocidad. Los focos para partículas con distintos valores de este cociente se disponían sobre la línea recta PP, y por ello la película fotográfica se colocaba a lo largo de esa recta. Cuando había

presentes varios tipos de iones se ennegrecían varias regiones y el resultado se asemejaba a un espectro óptico. Por esta razón Aston llamó al instrumento *espectrógrafo de masa*. Las fotografías obtenidas son llamadas espectros de masa.

En la fig. 2-8 se muestra el espectrógrafo de masa tipo Dempster-Bainbridge. Supongamos que el alambre W está revestido con una sal de litio. Los iones positivos de litio, emitidos por el alambre calentado, atraviesan el aparato y algunos de ellos pasan por una ranura que está en el espacio comprendido entre las placas M y N.

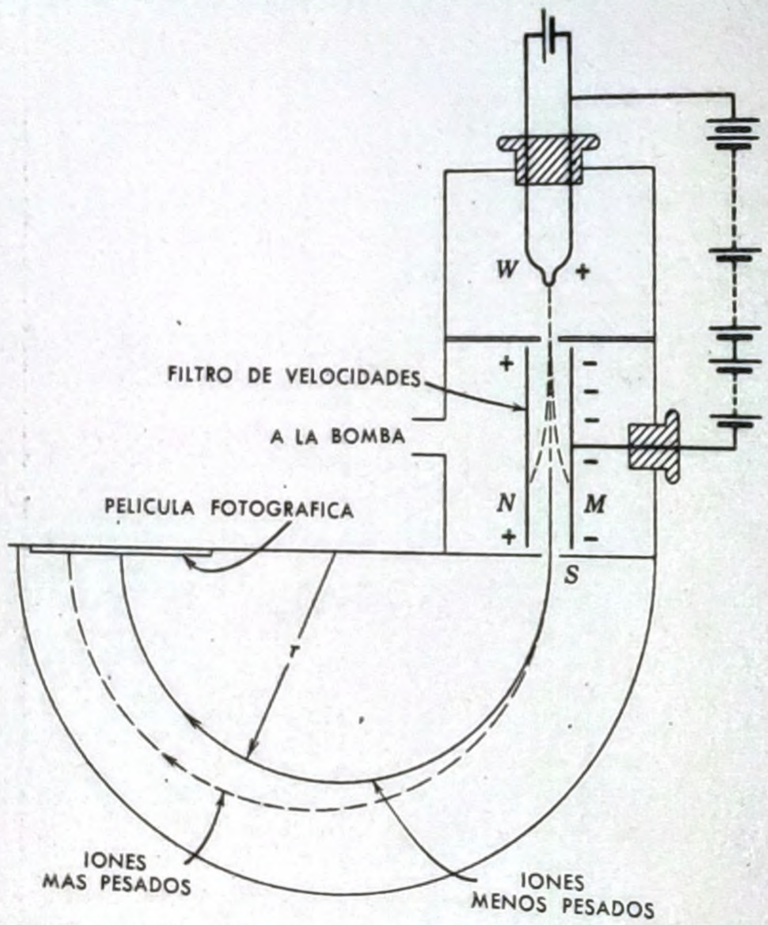


FIG. 2-8. Espectrógrafo de masa de Dempster-Bainbridge. La curvatura de las trayectorias de los iones en la cámara semicircular es producida por un campo magnético aplicado en esa región.

El objeto de las dos placas paralelas M y N es asegurar que solamente los iones de una velocidad pasen a través de una segunda ranura S; es decir, el sistema actúa como un "filtro de velocidades". Un campo eléctrico X entre ambas

placas desvía los iones hacia la placa M. Se opone a esta fuerza la producida por un campo magnético de intensidad B_1 perpendicular al plano del papel. Si las dos fuerzas se equilibran para un ion particular, este ion puede pasar por S y penetrar en una segunda cámara.

Para tales iones de carga e y velocidad v,

$$Xe = B_1ev \quad \text{y} \quad v = X/B_1$$

En la segunda cámara los iones de masa m son desviados por un campo magnético H_2 y recorren un círculo de radio r tal que

$$B_2ev = mv^2/r$$

Usando estas dos ecuaciones puede calcularse el valor de e/m para distintas clases de iones que recorran círculos de diferentes radios.

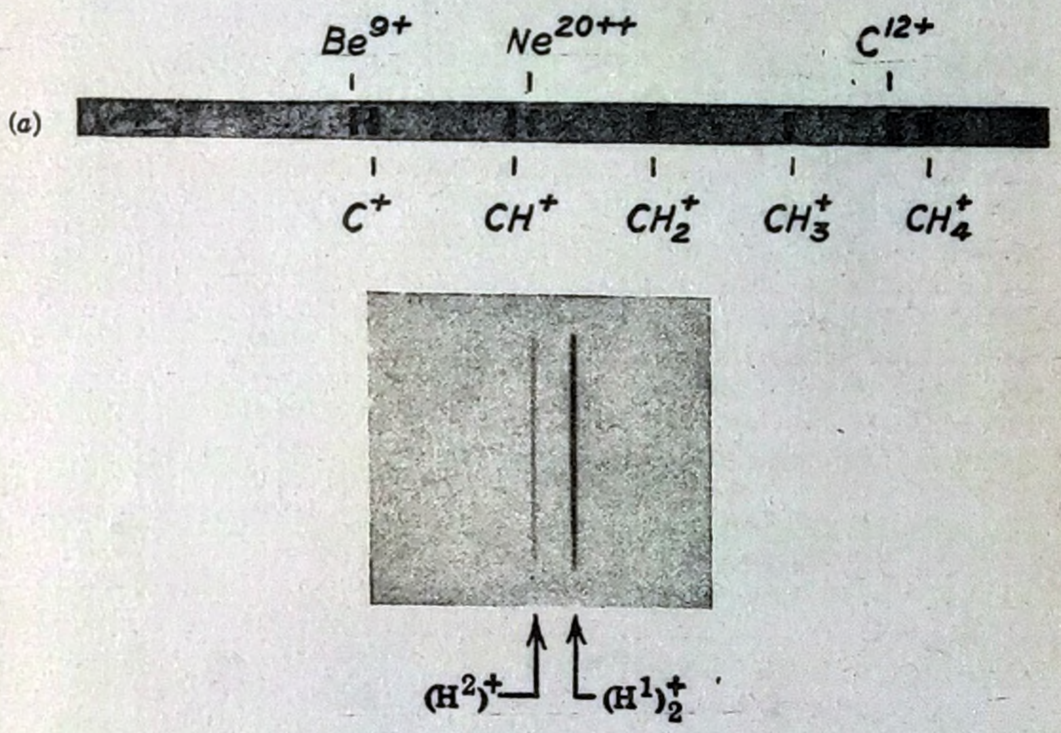


FIG. 2-9. *a*) Espectros de masa del berilio (Be^9), neón (Ne^{20}), carbón y compuestos de carbón-hidrógeno. *b*) Líneas debidas al ion molecular del hidrógeno común $(H^1)_2^+$, y del ion atómico del deuterio, o hidrógeno pesado $(H^2)^+$. (Según Bainbridge. *b*) Del *Phys. Rev.*, 50,287, 1936.)

Los resultados obtenidos con el espectrógrafo de masa se pueden ver en los espectros obtenidos por Bainbridge. La fig. 2-9*a* muestra líneas características debidas a iones de berilio, neón y carbón, así como a compuestos de carbón e hidrógeno. Para obtener las líneas indicadas mediante letras en la parte inferior del espectro, los campos se variaron de modo conocido, de manera que las masas de los iones de Be^9 y Ne^{20} pudieran ser más fácilmente comparadas con la de carbón. La fig. 2-9*b*, tomada con mayor dispersión de las masas, muestra líneas producidas por las *moléculas* con una carga del hidrógeno común o de masa 1 $(H^1)_2^+$ y por bs *átomos* con carga única del deuterio o hidrógeno pesado, $(H^2)^+$. Esta figura demuestra que el deuterio tiene una masa menor que la de los átomos de hidrógeno común.

Naturaleza del átomo nuclear. Estas observaciones, y otras similares, forman parte de la base que sustenta nuestro punto de vista actual de la estructura atómica, que es el

CUADRO 2-1. ALGUNAS MASAS ISOTÓPICAS

Atomo	Masas isotópicas*
Electrón	0,000549
Neutrón	1,00894
H	1,00813 2,01472
He	4,00389
Li	6,01695 7,01820
O	16,00000 17,00453 18,00491
Cl	34,97893 36,97755
Kr (existen 6 ísótopos estables)	77,945 a 85,929
Pt (uno entre varios)	198,044
U (uno entre varios)	238,13

Basadas en el valor de exactamente 16 para el isótopo O^{16}. La escala "química" de pesos atómicos está basada en el valor 16 para la mezcla de oxígeno natural. Las masas de este cuadro son aproximadamente 1,8 partes en 10.000 mayores que las correspondientes en la escala química. En muchos casos no se puede asegurar el último dígito.

siguiente: El átomo de un elemento que ocupa el lugar Z en la tabla periódica (apéndice 5) posee un núcleo cuya carga es $+Ze$, rodeado normalmente por Z electrones, cada uno de los cuales tiene una carga $-e$. Z es llamado *número atómico*. La mayor parte de la masa está concentrada en el núcleo, formado por protones y neutrones. El neutrón es una partícula sin carga eléctrica cuya masa es ligeramente mayor que la del protón. Los isótopos de cualquier elemento son átomos que tienen el mismo número de protones pero distinto número de neutrones. Por ejemplo, el núcleo del deuterio está formado por un protón y un neutrón.

El cuadro 2-1 muestra las masas de algunos isótopos de distintos elementos, determinadas por el espectrógrafo de masa y otros métodos.

8. La regla del número entero

Como vamos a ver mediante la evidencia detallada presentada en lo que resta de este libro, un átomo consta de un pequeño núcleo rodeado de electrones. Se sabe que las masas de todos los átomos en función de la del oxígeno = 16,000 son aproximadamente números enteros, con una precisión que puede juzgarse por el cuadro 2-1. Cuando, como en el caso del cloro (peso atómico 35,457), se producen en los pesos atómicos grandes desviaciones de los números enteros, ha podido ser demostrado que el elemento considerado es una mezcla. Hace más de un siglo Prout sugirió que los átomos más pesados estaban formados por hidrógeno. En esa época el mayor obstáculo para la aceptación de la hipótesis de Prout radicaba en que el hidrógeno mismo era un poco demasiado pesado para adaptarse al esquema. Sin embargo, este hecho puede explicarse en función de nuestros conocimientos actuales sobre el núcleo. Imaginemos un protón próximo a un neutrón y supongamos que los dos se atraen entre sí cuando están muy cerca. (Esta hipótesis está justificada en el capítulo XII.) Para alejar el neutrón es menester efectuar trabajo; la energía se almacena en el "campo de fuerzas", y la masa del sistema aumenta. Hay muchas comprobaciones que aseguran que los protones y neutrones del núcleo (exceptuando el hidrógeno común, por supuesto) están íntimamente ligados entre sí. En consecuencia, no sería sorprendente que la masa de una unidad tan condensada fuera menor que si sus componentes estuvieran muy dispersos.

Inestabilidad de los elementos. Según esta idea, la formación de elementos más pesados a partir del hidrógeno debería estar acompañada por la "aniquilación" de materia y la liberación de energía. La cantidad de energía atómica transformada ΔE, según la ecuación 7, es

$$\Delta E = c^2 \, \Delta m \qquad (10)$$

donde Δm es la disminución de masa. Entonces, si 1 g de materia fuera convertido en radiación, la cantidad de energía liberada sería.

$$\Delta E = (3 \times 10^{10} \text{ cm/seg})^2 \times 1 \text{ g} = 9 \times 10^{20} \text{ ergios}$$

$$= 21 \text{ millones de millones de g cal}$$

$$= 25 \text{ millones de kwh}$$

De acuerdo con esta ecuación, si todo el hidrógeno que existe en 100 cm³ de agua fuera convertido en helio, la energía liberada sería del orden de la liberada en la combustión de 3.000 toneladas de carbón o 500.000 galones de gasolina. Esta energía sería suficiente para calentar una pequeña casa durante 400 años o impulsar 100 automóviles alrededor del mundo varias veces.

El descubrimiento de la energía atómica ha sido bien acogido por el astrofísico ya que le permite explicar cómo se mantienen las temperaturas de las estrellas. En el sol y en otras estrellas el hidrógeno se convierte en helio y en otros elementos pesados siguiendo un proceso indirecto descripto en la pág. 404. Tales procesos de aglomeración se agrupan con el nombre de "fusión". El sol emite cerca de 4.000.000 toneladas de radiación por segundo. Su masa actual es tal que con esta velocidad podría seguir suministrado energía durante billones de años.

En la física, como en otros campos, las "leyes" son a menudo más interesantes cuando no son obedecidas. El espectrógrafo de masa revela desviaciones sistemáticas de la ley del número entero en todo el sistema periódico. Para indicar la dirección que siguen los valores de masas atómicas M en todo el sistema periódico de elementos, presentamos la fig. 2-10. Las abscisas representan el *número de masa* A, o sea número de protones y neutrones que hay en el núcleo. Las ordenadas indican la razón de masa atómica a número de masa M/A, ya que sería imposible representar M en cualquier escala razona-

ble. La masa por partícula menos 1 es llamada *fracción de empaquetamiento.*

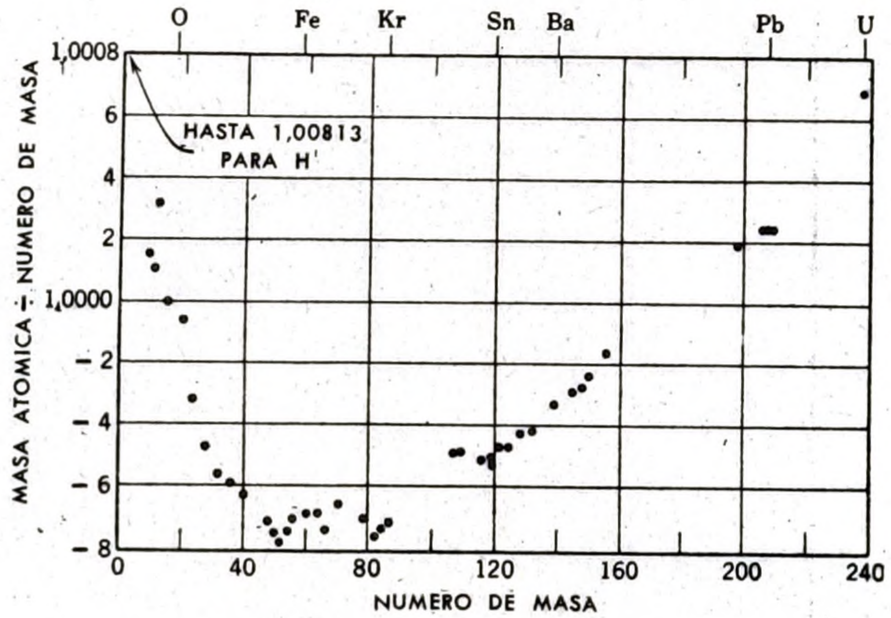


FIG. 2-10. Masa por partícula nuclear, representada en función del número de masa (o número de partículas que existen en el núcleo).

No se han podido establecer masas atómicas exactas en varias zonas del sistema periódico, debido a dificultades experimentales. Todo el tema está en intenso estudio, y los valores que se ven en la fig. 2-10 pueden variar considerablemente en el futuro. (Apéndice 9, ref. 27.) Para valores del número de masa menores que 12, las ordenadas tienen fluctuaciones interesantes; y muchas de ellas caen fuera del diagrama. La fig. 2-11 representa esta región en una escala ampliada. (Por simplicidad, se omiten muchas variedades inestables.)

Un estudio de la fig. 2-10 respecto de la estabilidad de los átomos producirá interesantes frutos, si se recuerda que un mínimo de energía potencial en un sistema está generalmente asociado con un máximo de estabilidad. La parte media de la curva (fig. 2-10) es más baja que los extremos, y por ello es de esperar que los elementos de pesos atómicos pequeños o grandes sean menos estables que aquéllos con valores intermedios.

Si los núcleos pudieran reaccionar sin impedimentos, el material de este globo se transformaría en un solo isótopo. Los datos indican que este isótopo sería Ni^{62}. Unos pocos

elementos pesados, localizados en el extremo derecho de la fig. 2-10, son inestables, sujetos a desintegraciones radiactivas y "fisionables."

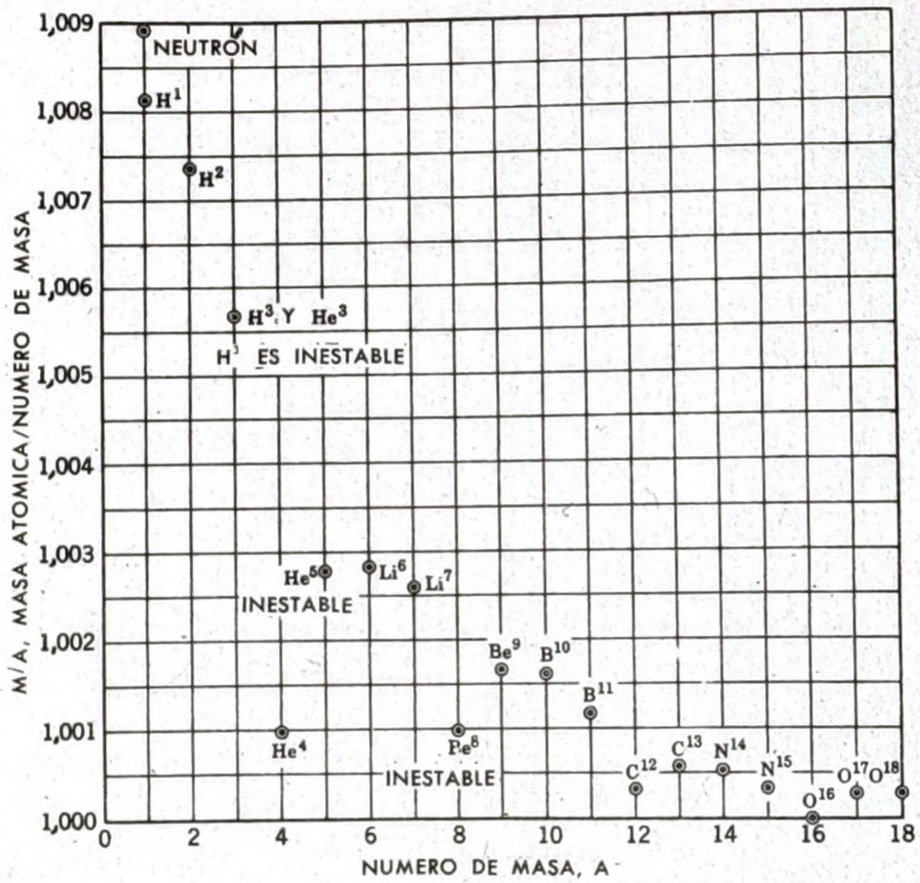


FIG. 2-11. Masa por partícula nuclear para elementos livianos. Nótese en la fig. 2-11 que en los números de masa 4, 8, 12 y 16 se producen cuatro "valles" o puntos de mayor estabilidad, tres de los cuales confirman la idea de que los isótopos estables helio 4, carbón 12 y oxígeno 16 están formados únicamente por partículas de masa 4. Tales unidades constructivas nucleares son llamadas partículas alfa. El litio 6 y 7 y el berilio 9, en las cimas de los picos de la curva o próximos a ellos, pueden ser fácilmente desintegrados.

Energía de ligadura. La energía requerida para desintegrar un núcleo y dispersar sus protones y neutrones es llamada *energía de ligadura*. Por ejemplo, cuando 1 átomo gramo de helio se desintegra, el aumento de masa es

$$\Delta m = 2 \times 1{,}00813 \text{ g} + 2 \times 1{,}00894 \text{ g} - 4{,}00389 \text{ gm} = 0{,}0303 \text{ g}$$

El aumento de energía necesario es $c^2\Delta m = 27{,}2 \times 10^{18}$ ergios.

Este valor, dividido por el número de Avogadro, da la energía de ligadura del helio, a saber: $4{,}52 \times 10^{-5}$ ergios $= 28{,}2 \times 10^6$ ev. Dividiendo este valor por el número de protones y neutrones (nucleones) de un átomo de helio obtenemos la energía de ligadura por partícula, $7{,}05 \times 10^6$ ev.

9. Estructura de los átomos

Los descubrimiéntos descritos más arriba confirman la idea de que todos los átomos contienen protones, neutrones y electrones, pero no dan ninguna información sobre la distribución de tales entes. El átomo concebido por la teoría cinética era una bola de billar redonda y elástica cuyo diámetro era del orden de unas pocas veces 10^{-8} cm. Este valor mide simplemente la distancia de aproximación entre los centros de dos átomos que chocan entre sí a temperaturas ordinarias. Se puede preguntar, "¿Cuánto se aproximarán entre sí los centros atómicos si se aumentan varios miles de veces las velocidades relativas de los átomos que se entrechocan? ¿Tiene el átomo una coraza impenetrable?". Afortunadamente la pregunta no es trivial ya que se dispone de los medios para realizar la experiencia. El gas radón es inestable, y ocasionalmente se desintegra un átomo expeliendo una partícula alfa

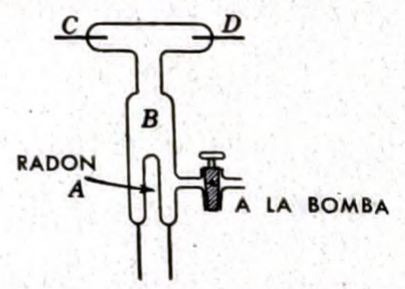


FIG. 2-12. Aparato para demostrar que las partículas alfa pueden penetrar vidrio fino.

(núcleo de helio 4) con una velocidad de aproximadamente 10.000 millas/seg. Si parte de este gas se encierra en un tubo capilar *A* de paredes finas (fig. 2-12), después de unas pocas horas podrá hallarse helio en el espacio evacuado *B* mediante el examen espectroscópico de una chispa eléctrica entre los bornes terminales *C* y *D*. Si se evacua nuevamente este espacio y se coloca helio en lugar de radón en *A*, no aparece nada

en B durante un período de varios días. Esto prueba que las finas paredes de vidrio, impermeables a las moléculas de gas que se mueven con velocidades menores que 1 milla/seg, no son una barrera eficaz para las partículas que se mueven con velocidades muy altas. Mediante consideraciones geométricas puede demostrarse que, al atravesar la pared de vidrio, cada partícula alfa debe atravesar cientos de átomos cuyo tamaño está determinado por la teoría cinética. Entonces, si existen regiones impenetrables en los átomos que forman la pared, tienen que ser muy pequeñas.

Una comprobación visual sorprendente de la penetrabilidad de los átomos y también de la existencia de núcleos pesados está suministrada por los rastros de niebla que se forman a lo largo de las trayectorias de las partículas alfa que se mueven a través de aire supersaturado con vapor de agua. Estas partículas de niebla se forman sobre iones producidos por cada partícula alfa a medida que atraviesa el aire húmedo (ver figs. 11-4 y 12-2). A velocidades comunes, las moléculas de gas se mueven solo unos cientos de milésimos de centímetro entre choques sucesivos, pero las partículas alfa se mueven en líneas bastante rectas cuya longitud es de varios centímetros. Al moverse deben atravesar miles de sistemas atómicos. Además, como la partícula alfa es mucho menos pesada que una molécula de aire, no puede avanzar haciendo a un lado las moléculas de aire como lo hace la bala de un rifle.

Una breve inspección de las figuras mencionadas no dejará ninguna duda sobre la existencia de núcleos pesados. Algunas trayectorias muestran codos abruptos que indican variaciones repentinas en las velocidades de las partículas. Cada desviación grande indica que la partícula alfa ha tropezado con un obstáculo cuya masa es del mismo orden de magnitud que la suya propia. Un electrón no puede desviar en un ángulo grande la trayectoria de una partícula alfa.

Dispersión de partículas alfa. Las experiencias sobre dispersión de partículas alfa han proporcionado resultados más directos sobre las dimensiones de los núcleos y carga que los mismos llevan. Si un haz paralelo de partículas alfa incide sobre una delgada hoja metálica, la mayoría de las partículas lo atravesará sin desviación apreciable. Algunas son desviadas en ángulos pequeños y unas pocas rebotan y emergen del mismo lado por el cual entraron.

★ Un aparato análogo al esquematizado en la figura 2-13 fue usado para determinar la dispersión producida por delgadas hojas metálicas. Una fuente radiactiva S emite partículas

alfa, algunas de las cuales pasan a través de una ranura y son dispersadas por la hoja. Las que se desvían lateralmente en un ángulo θ caen sobre una pantalla fluorescente P en el plano focal del microscopio M. El impacto de cada partícula produce un pequeño destello luminoso, de modo que un observador

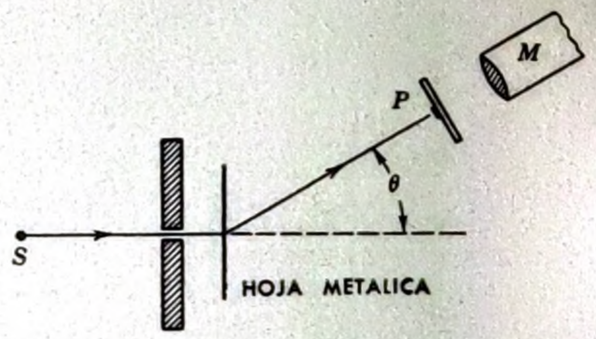


FIG. 2-13. Aparato para detectar partículas alfa dispersadas por una hoja metálica.

puede contar el número de golpes en un intervalo dado de tiempo. Repitiendo este proceso para otros valores de θ puede determinarse la distribución de las partículas dispersadas.

★ Al desarrollar una teoría para esta dispersión, Rutherford supuso que cada partícula alfa de masa M llevaba una carga positiva $+2e$ igual a la de dos protones mientras que la carga de cada núcleo de la hoja metálica era $+Ze$. Además supuso que la fuerza ejercida por cualquier núcleo sobre la partícula alfa incidente se debía únicamente a la repulsión de sus cargas eléctricas respectivas y que valía la ley de proporcionalidad inversa al cuadrado de Coulomb. El problema de la determinación del cambio de trayectoria de partícula alfa debido a la influencia de un solo átomo, digamos de oro, resulta entonces similar al de la predicción de la trayectoria de un cometa que se acerca al sol, puesto que la diferencia significativa, en el caso de la partícula alfa, consiste en que las fuerzas son repulsivas en lugar de atractivas. El problema se discute en el capítulo XI. Sólo vamos a mencionar aquí que la fracción de todas las partículas incidentes que se desvían de un ángulo θ, está dada por

$$G = \frac{4\pi N Z^2 e^4}{M^2 v^4} \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \qquad (11)$$

donde N es el número de átomos que hay en 1 cm² de la hoja metálica y Mv^2 es dos veces la energía cinética de una partícula alfa.

★ Geiger y Marsden realizaron un cuidadoso estudio y obtuvieron valores experimentales para elementos bastante pesados, que estaban de acuerdo con la ecuación 11. Como esta ecuación está basada en la ley de Coulomb, esa concordancia indica que la ley vale cuando una partícula alfa se acerca a un núcleo pesado hasta una distancia de 3 ó 4×10^{12} cm. En consecuencia, los diámetros de los núcleos no pueden ser mayores que un diezmilésimo del diámetro del átomo, según la teoría cinética.

★ Se comprobó que la dispersión era relativamente mayor para átomos pesados que para livianos. Los valores numéricos del número atómico Z, calculados experimentalmente mediante la ecuación 11, eran aproximadamente la mitad de los pesos atómicos de los elementos que formaban las hojas metálicas. Estos experimentos también indicaban que el número atómico de un elemento y no su peso atómico era la cantidad fundamental que determinaba sus propiedades químicas.

Resumiendo, en la actualidad concebimos los átomos como estructuras complejas que se asemejan al sistema solar. Los átomos de Demócrito, "infinitos en número e infinitamente variados en su forma", se han reducido a algo más de 90 elementos que poseen varios centenares de isótopos. Finalmente, estas partículas parecen manifestaciones de una entidad fundamental, la energía.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 2, 44, 68, 70.

PROBLEMAS

(Ver el apéndice 1 para las unidades eléctricas, y nótese que 1 dina/abculombio = 1 abvoltio/cm.)

1. Usando el valor aceptado del número de Avogadro, hallar la masa de *a*) un átomo de plata y *b*) una molécula de hidrógeno.

2. Sabiendo que el pasaje de 96.500 culombios de carga eléctrica a través de una solución electrolítica está acompañado por la deposición de 1 gramo átomo (107,9 g) de plata, calcular la masa de un átomo de plata.

3. *a*) Hallar la intensidad de campo vertical en dinas/abculombio tal que una gota de agua de 0,0001 cm de diámetro que lleva la carga de un electrón, permanezca estacionaria en el campo. *b*) Hallar también los valores si la gota lleva dos, tres y cuatro electrones, respectivamente. *c*) Reducir estos valores a voltios/centímetro (10^{-8} voltio = = 1 abvoltio).

4. Aplicando la ley de Stokes calcular el radio de una gotita de agua que cae en el aire con una velocidad de 0,3 cm/seg. Puede despreciarse la densidad del aire en comparación con la de la gotita. (La viscosidad del aire es $1{,}8 \times 10^{-4}$ poises, y un poise es una dina seg/cm².)

5. En una cierta determinación de la carga electrónica, mediante el método de la gota de aceite, la distancia entre las placas horizontales fue 1,40 cm y la diferencia de potencial entre ellas, 1.500 voltios. *a*) Hallar el campo eléctrico en dinas/abculombio. *b*) ¿Cuál sería la masa de una gotita de agua cuyo peso se equilibrara en este campo si llevara un electrón en exceso?

6. Se aplica una diferencia de potencial de 10.000 voltios entre el cátodo y el ánodo o blanco de un cierto tubo de rayos X. Hallar *a*) la energía y *b*) la velocidad de un electrón cuando choca con el ánodo. (Despreciar la variación de la masa con la velocidad.)

7. Un cable de trole tiene una sección cuya área es 1 cm² y se supone que el número de electrones libres por centímetro cúbico en el metal es 10^{23}. Si la corriente en el cable es de 100 amp *a*) ¿cuántos electrones pasan por segundo por cualquier punto del cable y *b*) ¿cuál es su velocidad promedio de avance?

8. Un electrón que se mueve perpendicularmente a un campo magnético cuya intensidad es 20 oersteds (dinas por polo unitario) recorre un círculo de radio 4 cm. Hallar la velocidad del electrón.

9. Un átomo simplemente ionizado se mueve con velocidad $9{,}56 \times 10^7$ cm/seg recorriendo un círculo de radio 10 cm en un campo magnético uniforme cuya intensidad es 1.000 oersteds. Hallar la masa del átomo y la razón de su masa a la del átomo de hidrógeno.

10. Si la masa de un electrón en reposo es $9{,}11 \times 10^{-28}$ g, hallar su masa cuando se mueve con velocidades *a*) 1/10, *b*) 99/100 de la de la luz.

11. *a*) ¿A qué velocidad será la masa de un electrón el doble de su masa en reposo? *b*) ¿Qué fracción es esta de la velocidad de la luz?

12. En la fig. 2-8 la distancia entre las placas M y N es 0,20 cm. La intensidad de campo magnético entre placas es 100 oersteds. *a*) ¿Qué campo eléctrico en voltios/cm. se necesita para que un ion de hidrógeno simplemente cargado no se desvíe si su velocidad es de $3{,}0 \times 10^9$ cm/seg? *b*) ¿Qué diferencia de potencial en voltios se requiere?

13. Si 4,032 de hidrógeno se convierten en 4,004 g de helio, hallar la energía liberada usando la ecuación 10. Hallar también cuántas toneladas de carbón deberían usarse para obtener esta energía si el calor de combustión fuera 8.000 cal/g.

14. Usando las masas que figuran en el Cuadro 2-1, hallar la energía en Mev, liberada durante la combustión de *a)* un protón y un

neutrón para formar un núcleo de deuterio; *b)* 2 protones y 2 neutrones para formar un núcleo de helio (1 unidad de masa atómica es equivalente a 931 Mev).

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. *a)* 178 × 10^{-24} g; *b)* 3,32 × 10^{-24} g.
2. 178 × 10^{-24} g.
3. *a)* 3,21 × 10^{10} dinas/abculombio; *c)* 321 voltio/cm, etc.
4. 50 × 10^{-5} cm.
5. *a)* 10,7 × 10^{10} dinas/abculombio; *b)* 1,74 × 10-12 g.
6. *a)* 1.600 × 10^{-11} ergio; *b)* 5,9 × 10^{9} cm/seg.
7. *a)* 6,25 × 10^{20} electrones/seg; *b)* 0,0063 cm/seg.
8. 1,4 × 10^{9} cm/seg.
9. 1,66 × 10^{-24} g.
10. *a)* 9,16 × 10^{-28} g; *b)* 64,6 × 10^{-28} g.
11. *a)* 2,6 × 10^{10} cm/seg; *b)* 0,87.
12. *a)* 3.000 voltios/cm; *b)* 600 voltios.
13. 25 × 10^{18} ergios pueden obtenerse con 75 megagramos o toneladas métricas de carbón.
14. *a)* 2,19 Mev; *b)* 28,2 Mev.

CAPíTULO III

NATURALEZA DE LA ENERGÍA RADIANTE

1. Introducción

En el período 1920-1930, tuvo lugar una reconciliación parcial entre las teorías corpuscular y ondulatoria de la luz que parece indicar el comienzo del capítulo final de una de las controversias más prolongadas en la historia de la física. La controversia nació entre los primeros filósofos griegos, algunos de los cuales creían que la luz constaba de partículas muy rápidas, emitidas en todas direcciones por los cuerpos luminosos, mientras otros la concebían como una perturbación en un supuesto medio intangible. Sin embargo, hasta los ultimos años del siglo XVII, no se efectuó ningún progreso científico real. En esa época, Newton entronizó una hipótesis corpuscular algo más afortunada, en oposición a la hipótesis ondulatoria de Hooke y Huygens. Él pensaba basándose en la teoría ondulatoria, que la luz cambiaba de dirección al llegar a un recodo, tal como lo hace el sonido. Ya Grimaldi había observado posiblemente el fenómeno de difracción, pero parece que Newton no lo conocía. Por ello se vio en la aparente necesidad de una teoría corpuscular. Discutió ambos aspectos de la cuestión pero aquellas partes de sus escritos que defendían la teoría corpuscular impresionaron a otros científicos y, durante más de un siglo, su exactitud no se puso seriamente en duda. Sólo cuando se concentró el interés en los fenómenos de interferencia, difracción y polarización, esta teoría resultó deficiente y fue remplazada por una ondulatoria perfeccionada por Young y Fresnel. En 1850 Foucault verificó la predicción de la teoría ondulatoria de que la velocidad de la luz en el agua es menor que en el aire. Las teorías corpusculares de esa época no pudieron explicar este resultado.

Finalmente, Maxwell halló una relación precisa entre la luz y la electricidad e incorporó a la hipótesis ondulatoria

dentro de una teoría electromagnética de la radiación, que fue aceptada universalmente.

Hacia fines del siglo XIX, sin embargo, se hizo evidente que la teoría ondulatoria en su forma usual no podía explicar adecuadamente la distribución de energía entre las distintas longitudes de onda emitidas por los cuerpos calientes. Las condiciones eran nuevamente favorables para otro cambio radical cuando Planck, en 1900, introdujo un nuevo e importante concepto. Con su ayuda pudo predecir exactamente las características de la radiación de "cuerpos negros". Su hipótesis fundamental fue que las fuentes elementales de radiación actuaban de modo intermitente y no continuo. Esto no impedía que la radiación, una vez emitida, se propagara como un movimiento ondulatorio, y en ese aspecto las opiniones de Planck coincidían con las de Maxwell.

Mediante el trabajo de Einstein y de otros científicos desarrollos posteriores de la teoría de Planck condujeron al punto de vista de que la radiación, después de abandonar la fuente, se movía en haces llamados cuantos o, más frecuentemente, fotones, cada uno de los cuales contiene una cantidad definida de energía, y retiene su individualidad hasta que es absorbido por algún obstáculo en su camino. No es justo, sin embargo, permitir que estas modificaciones más espectaculares oscurezcan la tremenda importancia de las ideas originales de Planck. Digamos que los efectos direccionales que condujeron a la idea de los fotones no tuvieron una explicación satisfactoria hasta el descubrimiento de la mecánica ondulatoria. El capítulo VI contiene una introducción a este tema.

Consideraremos ahora el modelo ondulatorio de la energía radiante y describiremos las características de la radiación emitida y absorbida por la materia, en función de este modelo. Después de ello discutiremos los hechos que llevaron al reconocimiento de que la radiación tiene tanto aspectos corpusculares como ondulatorios. Finalmente presentaremos una descripción compuesta que reconcilia en alto grado ambos aspectos de la radiación.

★ **Unidades de medida.** Al hablar de la radiación electromagnética vamos a referirnos a varias magnitudes que describen el movimiento de la onda. Las más importantes para nuestros actuales propósitos son la longitud de onda, generalmente indicada por λ, y la frecuencia, representada por ν. En algunos casos, como veremos en el capítulo IV, es útil el número de onda $\tilde{\nu}$ que representa el número de longitudes de

onda en 1 cm. La tilde incluida en el símbolo $\tilde{\nu}$ se usa para diferenciarlo de la frecuencia ν. Como en el espacio libre las ondas electromagnéticas se mueven con la velocidad de la luz c, se deduce que $c = \nu\lambda$, y $\tilde{\nu} = 1/\lambda$.

★ Las unidades usadas generalmente para especificar la longitud de onda son el centímetro, el micrón, el angstrom y la unidad X. Las relaciones entre estas unidades y los símbolos usados para indicarlas se muestran más abajo. Todas las cantidades que figuran en una misma línea horizontal son iguales.

1 micrón	1 μ	10^{-6} m	10^{-4} cm	10^{4} A	
1 angstrom	1 A	10^{-10} m	10^{-8} cm		$10^{-4}\,\mu$
1 unidad X	1 XU	10^{-13} m	10^{-11} cm	10^{-3} A	$10^{-7}\,\mu$

Para describir la energía proveniente de la unidad de área de una superficie pueden resultar convenientes las unidades ergios/cm² o julios/cm² a bajas y altas temperaturas, respectivamente. Cuando se habla de la *velocidad* de radiación desde un área unitaria, son adecuadas las combinaciones de unidades ergios/(cm² seg) o vatios/cm².

2. Concepción electromagnética de la radiación

En el año 1865 Maxwell introdujo una nueva interpretación física de la naturaleza vibratoria de la luz. Extendiendo las ideas de Faraday dedujo que las perturbaciones magnéticas y eléctricas se propagan a través del espacio como un movimiento ondulatorio cuya velocidad es la de la luz. En 1887 Hertz descubrió lo que hoy llamamos ondas de radio y demostró que obedecen a las mismas leyes de reflexión y refracción que las ondas luminosas. Se llegó a la conclusión de que las diferencias entre estas radiaciones hertzianas y la luz se debían únicamente a sus distintas longitudes de onda. Era natural preguntarse: ¿en qué medio se propagan las ondas magnéticas y eléctricas? Durante mucho tiempo prevaleció la idea de que estas ondas representaban deformaciones en un éter elástico. Finalmente se vio que no era necesario mencionar el éter en la descripción del fenómeno.

Ciertos capítulos avanzados de la teoría cuántica proporcionan los mismos resultados que la teoría ondulatoria clásica de la luz, pero los detalles son de un carácter tal que no tiene sentido discutirlos aquí. Las ventajas de un modelo mental

definido son sin embargo tan grandes que ahondaremos en el fenómeno de propagación de ondas electromagnéticas.

Imaginemos para ello que estamos estacionados en el espacio vacío en una corriente de energía radiante, tal como un haz paralelo de luz polarizada linealmente. Además, supongamos que poseemos dispositivos adecuados para medir perturbaciones eléctricas y magnéticas. Detectaremos entonces la presencia de campos eléctricos y magnéticos variables. Se hallará que estos campos se desplazan juntos a la velocidad de la luz y de manera tal, que si nosotros pudiéramos movernos sobre el haz con la velocidad de la luz, no notaríamos variación alguna en los campos. En el espacio vacío el campo magnético no está asociado con ningún imán o corriente, en el sentido ordinario, y el campo eléctrico no tiene ninguna carga acompañante. Para comprobar esta afirmación consideremos que estos campos se originan en las oscilaciones de algún sistema de cargas eléctricas, pero una vez que la radiación se ha alejado una o dos longitudes de onda de la fuente, es esencialmente una entidad libre e independiente de las cargas eléctricas que la produjeron.

En el caso de luz linealmente polarizada de un solo color, una onda eléctrica y otra magnética simples se mueven simultáneamente y en fase. Aunque el plano de la perturbación magnética H es perpendicular al de la perturbación eléctrica E (fig. 3-1), los máximos y mínimos de una coinciden con los de la otra. Ambas perturbaciones poseen la misma frecuencia y la misma longitud de onda. Sin embargo, generalmente, las radiaciones provenientes de cualquier fuente real son bastante complejas. Pero aun en tal caso, el conjunto puede con-

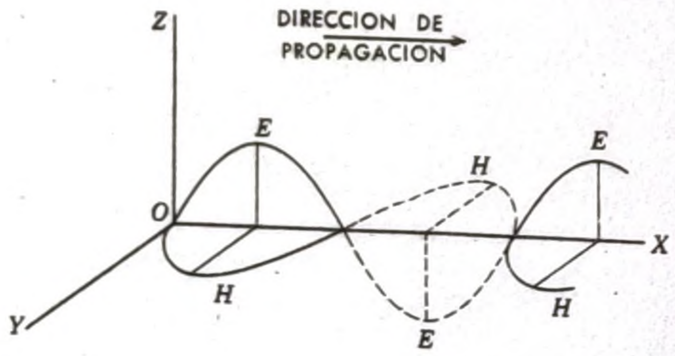


FIG. 3-1. Esquema de una onda electromágnética linealmente polarizada. El campo eléctrico E y el campo magnético H son perpendiculares entre sí y a la dirección de propagación de la onda. Los máximos se producen simutáneamente en el mismo lugar.

siderarse como una superposición de muchas ondas simples del tipo descrito, que difieren en longitud de onda, dirección y frecuencia.

3. Espectros

Se sabe desde hace mucho tiempo que el conjunto de longitudes de onda, o *espectro*, emitidas o absorbidas por cualquier sustancia, está determinado por los átomos o moléculas que contiene. Naturalmente, el espectro se modifica con variaciones en el estado físico del material. También era evidente que se podía inferir de los espectros no solamente la presencia de elementos y compuestos sino algo del mecanismo interno de los átomos o moléculas que producen los distintos espectros. Los capítulos posteriores explican los métodos que han tenido éxito, principalmente desde 1900, en la investigación de este "mundo dentro del átomo". El espectroscopio ha hecho más que cualquier otro instrumento en la revelación de los secretos de la estructura atómica. La gran precisión de los métodos espectroscópicos más refinados ha permitido avances que de otro modo hubieran sido imposibles.

Los primeros trabajos del espectroscopista se limitaban a la identificación de elementos, en cuerpos terrestres y estelares, por medio de espectros visibles y fotográficos. Después el espectroscopio se convirtió en una fuente de información muy valiosa para el astrónomo en sus esfuerzos para extender nuestro conocimiento del universo. Le permitió observar estrellas en las distintas etapas de nacimiento, crecimiento y extinción para determinar sus estados de agregación, sus temperaturas, sus movimientos relativos y, en algunos casos, sus diámetros. Además, el vasto laboratorio del universo estelar nos ha suministrado datos espectroscópicos que habría sido difícil o imposible de obtener en cualquier laboratorio terrestre.

4. Red de difracción

La red de difracción es un útil y versátil instrumento para desarrollar un haz de radiación sobre un espectro. La discutiremos aquí omitiendo la consideración detallada de otros tipos de espectrómetros, en parte debido al interés intrínseco de la disfracción, en parte porque varios de los argumentos que vamos a usar nos serán útiles después cuando estudiemos rayos X, mecánica ondulatoria y otros temas.

La red de difracción, inventada por Fraunhofer en 1820, consta de una serie de angostas ranuras idénticas separadas por regiones opacas, todas del mismo ancho. El conjunto puede montarse en lugar de un prisma sobre la mesa de un espectroscopio convencional, con sus ranuras o "líneas" paralelas a las del colimador. Supongamos que luz paralela de una

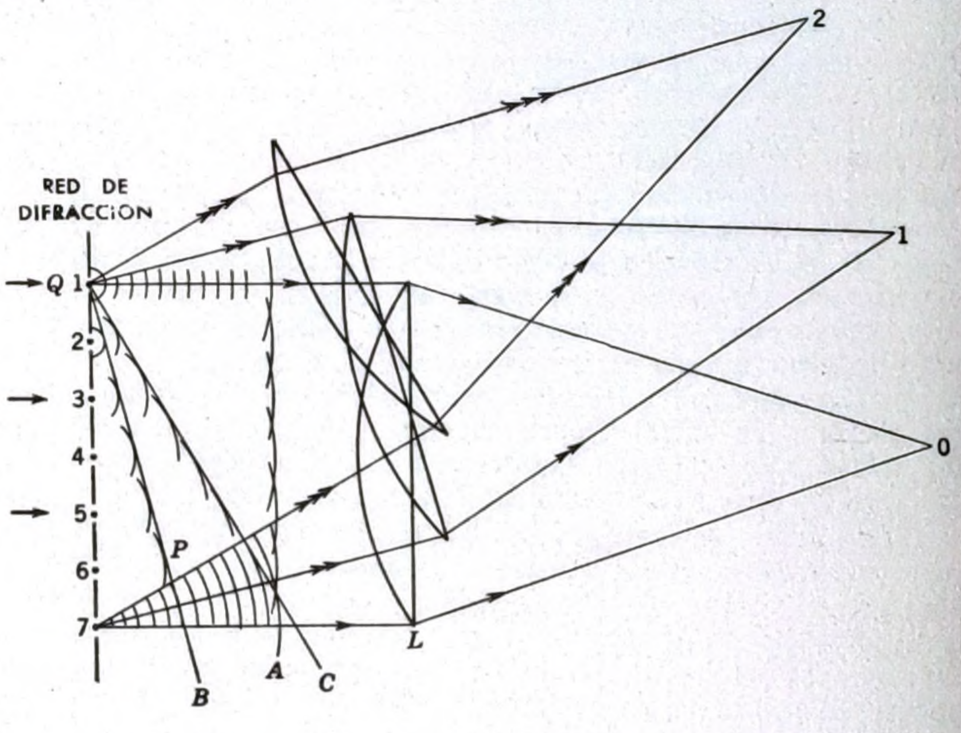


FIG. 3-2. Acción de una red de difracción plana. Sobre la red incide normalmente una radiación de una sola longitud de onda. El haz directo se enfoca en 0. Los órdenes primero y segundo están en 1 y 2, respectivamente. En la práctica, basta una lente móvil.

longitud de onda incide normalmente desde la izquierda sobre la red de la figura 3-2. Despreciando el efecto del ancho de las aberturas, cada abertura se convierte en el origen de un tren de ondas, en virtud del principio de Huygens, y todas estas ondas están en fase en las aberturas puesto que el frente de onda incidente es plano. Prescindiendo de la longitud de onda, la envolvente de las ondas indicada con A es un frente de onda y producirá la imagen O en el foco de la lente L. Supongamos que los pequeños arcos cuya envolvente está indicada con B representen los frentes de onda secundarios cuyos radios difieren sucesivamente en una longitud de onda.

Entonces B es un frente de onda correspondiente a la longitud de onda del haz incidente. Su imagen 1 tendrá el color característico correspondiente a esa longitud de onda. El frente de ondas C es la envolvente de las ondas que difieren sucesivamente en dos longitudes de onda, y su imagen 2 tiene el mismo color que 1. Tenemos así una serie de imágenes de la fuente monocromática, cuyas posiciones, salvo la imagen central 0, dependen de la longitud de onda. Si la fuente contuviera otras longitudes de onda, cada una produciría su serie individual de imágenes pero habría una imagen central común 0. Por simetría, habría una serie similar de imágenes del otro lado de 0. Sin considerar la imagen central, las sucesivas imágenes son llamadas imágenes de primer orden, segundo orden, etc.

Si consideramos el frente de onda B, el punto P está cinco longitudes de onda adelantado en la onda que pasa por la apertura Q. Vemos que

$$\operatorname{sen} \theta_1 = 5\lambda/5d = \lambda/d$$

donde θ_1 es el ángulo que forma el frente de onda B con la cara de la red, λ es la longitud de onda y d es la distancia entre aperturas sucesivas. En consecuencia

$$\lambda = d \operatorname{sen} \theta_1 \qquad (1)$$

Análogamente, para el frente de onda C,

$$2\lambda = d \operatorname{sen} \theta_2$$

y para el n-ésimo frente de onda,

$$n\lambda = d \operatorname{sen} \theta_n \qquad (2)$$

Como la escala de longitudes de onda es de extensión indefinida, es evidente que una cierta longitud de onda de un orden puede coincidir con una longitud de onda diferente en algún otro orden. Por ejemplo, una imagen de segundo orden cuya longitud de onda fuera 6×10^{-5} cm podría coincidir con la imagen de tercer orden de longitud de onda 4×10^{-5} cm. Por consiguiente, una región del espectro de cualquier orden puede superponerse con una región diferente del espectro que aparece en otro orden. En general, las intensidades de órdenes sucesivos disminuyen muy rápidamente.

Poder resolvente. Una de las características más deseables para un instrumento óptico cualquiera, una red de difracción, un par de binoculares, es un poder resolvente adecuado. Esta frase se usa para designar la capacidad del ins-

trumento de distinguir el detalle fino, de resolver separadamente dos imágenes que están muy próximas entre sí. En el caso de una red de difracción, si λ es la longitud de onda de una línea espectral y $\lambda + \Delta\lambda$ es la longitud de onda de la línea más próxima que se puede distinguir de la primera, el poder resolvente se define como $\lambda/\Delta\lambda$. Teóricamente, en el caso de la red de difracción, este poder resolvente es calculable mediante la relación

$$\lambda/\Delta\lambda = Nn \qquad (3)$$

donde N es el número total de aberturas y n es el orden del espectro. A modo de ilustración supongamos que una red de 800 líneas /cm tiene 4 cm de ancho y se la desea usar para separar dos líneas cuyas longitudes de onda son 5.800×10^{-8} y 5.801×10^{-8} cm, respectivamente. En virtud de la ecuación (3) ambas líneas pueden resolverse en el espectro de segundo orden. Cuando el número de aberturas es pequeño, las imágenes son anchas y la superposición de imágenes, cuyas longitudes de onda son casi idénticas, hace difícil la distinción. La figura 3-3*a* es la imagen de difracción producida por una red de seis aberturas, y la fig. 3-3*c* es la producida por una red de seis aberturas, de espaciado constante entre aberturas adyacentes. En este caso el ancho de ranura es aproximadamente un tercio del espaciado de la red. Las imágenes brillantes son las predichas por la ecuación 2. Las imágenes secundarias intermedias no eran previstas en la simple discusión anterior. El lector puede hallar su explicación en cualquier texto avanzado de óptica. Nótese que la variación de dos aberturas a seis estrecha las imágenes brillantes y aumenta el número de imágenes secundarias más débiles. Al aumentar el número de aberturas, estos máximos secundarios disminuyen en intensidad y las imágenes primarias se hacen más angostas y más brillantes. Si tuviéramos un gran número de aberturas, digamos 6.000 en lugar de seis, las imágenes primarias serían correspondientemente más angostas y las imágenes secundarias serían tan débiles que resultarían prácticamente inobservables. En ese caso las líneas espectrales son "limpias" y las condiciones son más favorables para separar líneas que están muy próximas entre sí. Es por esta razón que, en trabajos delicados, se usan redes con 100.000 aberturas o aún más. No es el número por centímetro sino el número total el que determina el poder resolvente, según vemos en la ecuación 3.

Las modernas redes de difracción están grabadas sobre metal o vidrio, y se han construido máquinas grabadoras precisas que son capaces de grabar 30.000 líneas paralelas en una pulgada, aunque el número usual es 15.000 debido a ventajas de orden práctico. Las redes metálicas producen espectros por reflexión pero el principio es esencialmente el mismo que para las redes de transmisión. Nótese que una red metálica con 15.000 líneas/pulgada y una superficie grabada de 4 pulgadas, tiene un poder resolvente de cerca de 60.000 para el primer orden del espectro visible. La ecuación 2 demuestra que, si la luz incide normalmente, el espectro visible de cuarto orden completo no puede ser observado con esta red especial.

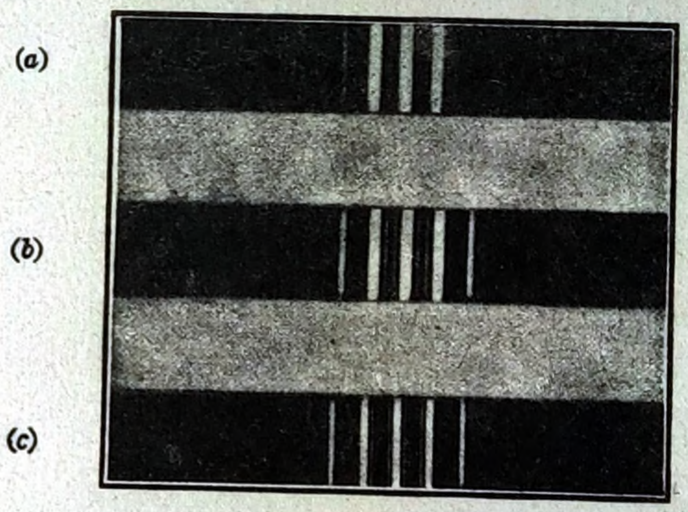


FIG. 3-3. Imágenes de difracción de *a)* dos aberturas *b)* cuatro aberturas *c)* seis aberturas. La separación entre aberturas es el triple del ancho de la abertura y constante para todas. Al aumentar el número de aberturas, las imágenes principales se estrechan; aparecen máximos subsidiarios en número creciente entre las imágenes principales y estos máximos subsidiarios se hacen progresivamente más débiles.
(Gentileza de C. D. Hause y A. E. Smith.)

A veces la superficie de la red se hace cóncava con grabados paralelos; en este caso la superficie de la red actúa como su propio colimador y colector. No se necesita lentes y en consecuencia la red cóncava es particularmente útil para analizar radiaciones para las cuales el vidrio ordinario no es transparente, tales como las ultravioletas más cortas que 3.000 A. Están en uso redes cóncavas, cuyo radio es de

20 pies o más, que pueden producir espectros de orden múltiple con una longitud de aproximadamente 30 pies. Con tales dispositivos es posible obtener una resolución extremadamente alta pero se requiere exposiciones relativamente largas para registrar satisfactoriamente los espectros sobre una placa fotográfica. En la determinación de longitudes de onda en el infrarrojo, visible o ultravioleta, la precisión obtenida con una red grande puede ser fácilmente del orden de una parte en 1.000.000. Con dispositivos de interferencia adecuados esta precisión puede llevarse a 1 parte en 10.000.000 en casos favorables, es decir, cuando las líneas espectrales son suficientemente angostas. En realidad, el rango de valores exactos de longitudes de onda de que se dispone en este momento constituye el conjunto más grande de datos de precisión conocido para la ciencia.

5. Tipos de espectros

Espectros de emisión. Si la fuente es un sólido, tal como el filamento de una lámpara, una barra calentada o la pared de un horno, el espectro es generalmente continuo; es decir, no hay interrupción en el conjunto de longitudes de onda. Lo mismo puede decirse de líquidos tales como metal fundido o vidrio, aunque se ha observado radiación selectiva en sólidos y líquidos. Las radiaciones de distintas longitudes de onda son emitidas con intensidades desiguales como se puede observar fácilmente en el cambio de color de un alambre cuya temperatura se aumenta lentamente. En general, la distribución de intensidades en distintas longitudes de onda es una función de la temperatura del emisor aunque cada sustancia puede poseer una emisión selectiva.

Cuando la fuente de radiación es un gas a baja presión o presión normal, el espectro de emisión es comúnmente discontinuo; esto es, consta de líneas aisladas, brillantes, o de bandas compuestas de líneas sobre fondo negro. (Los gases también emiten bandas *continuas* pero éstas son generalmente de intensidad inferior.) Tales espectros pueden ser observados cuando se exponen sales metálicas a la llama; en los espacios entre los electrodos de los arcos eléctricos; en las descargas de chispeo; en los tubos de descarga, en la cromosfera o envoltura gaseosa exterior del sol y en las nebulosas.

El número de líneas o bandas emitido depende de la naturaleza de la fuente y de la intensidad de excitación. Es posible excitar la emisión de una sola línea espectral en descargas de baja tensión, mientras que un pequeño aumento en la tensión puede producir la rápida aparición de líneas adicionales. El espectro de un *arco* metálico puede también diferir en muchos aspectos de la descarga de *chispa* de alta tensión entre terminales del mismo metal. La introducción de un gas extraño en tubos de descarga produce a veces líneas que de otra manera no serían observadas.

Espectros de absorción. Cuando se coloca una sustancia entre el espectroscopio y una fuente que emite un espectro continuo el espectro, que de otro modo sería continuo, es interrumpido por espacios oscuros o regiones de absorción. Estas regiones no están necesariamente en el espectro visible. Para sólidos y líquidos adoptan generalmente la forma de bandas anchas, sin estructura. En los gases consisten generalmente en líneas oscuras o bandas con estructuras bien definidas. Un espectro de absorción de banda o de línea se forma cuando la sustancia absorbente está a una temperatura tal que su emisividad en esa región es menor que la de la fuente continua. Si su emisividad fuera mayor, su propia emisión ocultaría el efecto de absorción. Ocasionalmente una fuente gaseosa intensa puede mostrar líneas de emisión con rayas negras en sus centros. En tales casos la radiación emitida por la zona central (y más caliente) del gas luminiscente es en parte absorbida por las capas exteriores más frías. La figura 3-4 muestra una tal línea "invertida". La fotografía

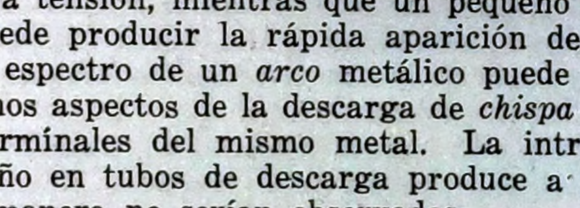


FIG. 3-4. Una línea "invertida" del espectro del calcio (según F. A. Saunders). La línea de emisión (oscura) es ancha y difusa, mientras la de absorción central es más angosta y mejor definida.

es reproducción de un negativo, de manera que el ennegrecimiento corresponde a la emisión. Nótese que la línea oscura de emisión es mucho más ancha que la línea blanca de absorción que ocupa su parte central. Esto era de esperar ya que las moléculas gaseosas en las capas absorbentes más frías tienen un movimiento menos violento que aquellas que están en la región interior caliente de la fuente. En general, cuanto

más frío esté el gas, más estrictamente monocromática será la línea que emita. Sin embargo no existe una línea espectral real tan fina como para que sea verdaderamente de una sola frecuencia.

La experiencia ha demostrado que los espectros de líneas son producidos por átomos y los espectros de banda por moléculas. Con alta dispersión, se ha comprobado que los espectros de banda gaseosos tienen una estructura de líneas. Las bandas se producen en grupos definidos y su disposición nos permite siempre distinguirlas de los espectros atómicos. El análisis de sistemas de bandas (capítulo IX) nos ha enseñado mucho sobre los movimientos electrónicos, de rotación y de vibración dentro de la molécula.

6. El espectro electromagnético completo

Quizá no hubo otro experimentador que hiciera avanzar tanto la espectroscopía en sus comienzos como Fraunhofer, el inventor del colimador y de la red de difracción. Fraunhofer observó y representó el espectro de absorción del sol marcando las líneas más prominentes. Aún son llamadas líneas de Fraunhofer. Kirchhoff (1859) las supuso producidas por absorción en la cromosfera solar. Sus conclusiones fueron posteriormente verificadas mediante datos obtenidos al producirse el eclipse total, cuando se oscurecía la emisión continua d sol y podía observarse el espectro de emisión relativamer débil del borde exterior o cromosfera.

Ya en 1800 Herschel demostró que el espectro solar se extendía a longitudes de onda mayores que el rojo visible, pero la investigación se retrasó por la falta de instrumentos de registro adecuados y por la alta absorción de la mayoría de los materiales ópticos en esa región del espectro. La extensión del espectro más allá del violeta fue demostrada por Ritter (1801) y estudiada por Stokes (1852) quien usó lentes de cuarzo y prismas e identificó líneas por medio de pantallas fluorescentes. Veinte años después Liveing y Dewar introdujeron la fotografía del ultravioleta, como fue llamada esta región. Estos descubrimientos fueron seguidos por el de los rayos X y rayos gamma que acompañan las desintegraciones radiactivas, ambos en el dominio de longitudes de onda más cortas que el ultravioleta. En el otro extremo de la escala se producen las radiaciones extremadamente largas usadas en radiocomunicaciones. Desde aproximadamente 1930, seis oc-

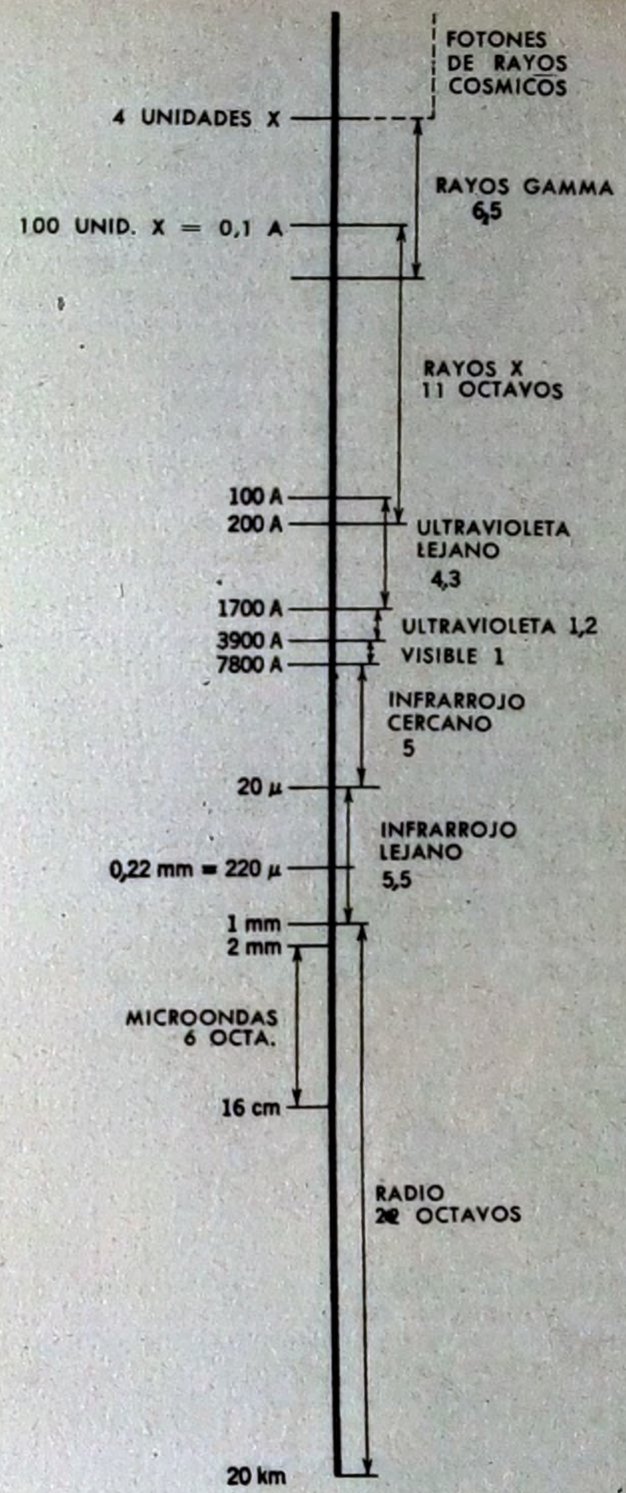


FIG. 3-5. El espectro electromagnético completo en una escala de octavas. Los límites de las distintas regiones son sólo aproximados. Se dan las longitudes de onda correspondientes a estos límites.

tavas de esta escala, la región llamada de microondas que se extiende desde longitudes de cerca de 2 mm a 16 cm, han sido muy estudiadas científicamente.

El espectro electromagnético completo está así arbitrariamente dividido en regiones con nombres determinados, según el uso a que se los destina o los métodos especiales usados en su detección. Cada región puede contribuir en forma importante a la espectroscopía sólo a medida que se desarrollan adecuadas fuentes de radiación e instrumentos apropiados para analizar la radiación. En la fig. 3-5 se ven las posiciones relativas de las distintas regiones del espectro electromagnético. Su extensión está expresada en octavas de frecuencia, ya que así es posible representar todo el espectro claramente en un espacio reducido.

Las regiones del infrarrojo lejano y de radio. El rango útil de ondas de radio se extiende desde cerca de 20.000 m hasta 1 ó 2 mm. Estas ondas, como las radiaciones del infrarrojo lejano son detectables mediante dispositivos térmicos. Nichols y Tear (1923) pudieron medir ondas de radio cortas tanto por métodos ópticos como de radio, estableciendo así una relación definida entre ambas regiones.

★ El infrarrojo lejano se extiende desde la región de radio hasta quizás 50μ (50×10^{-3} mm). Para aislar y medir radiaciones monocromáticas en esta región del espectro Rubens y Nichols idearon dos métodos. En el primero de ellos se utilizaba la variación de distancia focal de una lente de cuarzo con la longitud de onda para bloquear toda radiación, salvo la deseada.

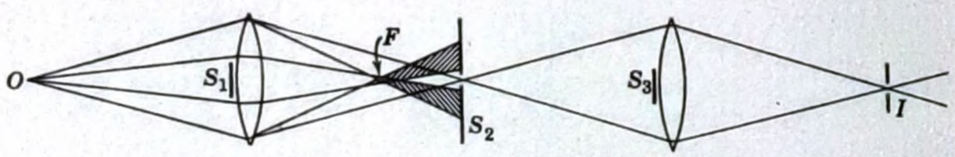


FIG. 3-6. Método de la aislación focal para el extremo infrarrojo. O es la fuente; S_1, S_3 son pantallas que interceptan los rayos directos; S es una ranura que admite rayos residuales; F es el foco para rayos muy refractados; I es la imagen de O formada por los rayos residuales así seleccionados.

La fig. 3-6 muestra cómo realizaban esto. Las longitudes de onda más cortas eran enfocadas y luego divergían antes de llegar a la pantalla S_2, situada de modo de transmitir las longitudes de onda deseadas que se enfocaban sobre ella. En

el segundo método, fig. 3-7, la radiación se reflejaba sucesivamente en una serie de superficies pulidas ya que se sabía que cristales tales como la calcita y la sal gema poseen reflexión selectiva, especialmente en el infrarrojo lejano. Otras longitudes de onda son absorbidas de modo que, después de varias reflexiones, queda un haz con pocas componentes prácticamente monocromáticas. Estas angostas bandas de radiación seleccionadas son llamadas rayos residuales, y sus longitudes de onda se miden mediante redes de reflexión, sin los inconvenientes debidos a la superposición de órdenes múltiples. Su estudio ha suministrado valiosa información sobre la estructura y dimensiones de las moléculas.

La región del infrarrojo próximo. El infrarrojo próximo se extiende desde cerca de 20μ hasta el espectro visible. Como la fotografía en esta región está limitada a longitudes de onda menores que aproximadamente 1 μ, es necesario depen-

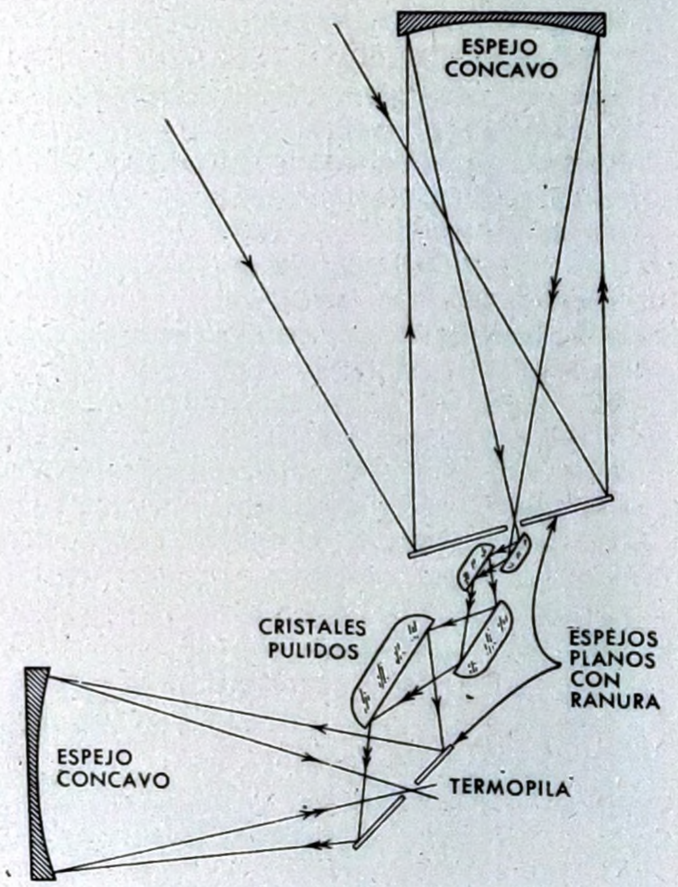


FIG. 3-7. Método de reflexión para aislar rayos residuales.

der principalmente de los efectos de calentamiento de las radiaciones para su detección y medición.

Hasta aproximadamente 1940 los instrumentos más frecuentemente usados para medir los efectos de calentamiento de la radiación eran: *a*) Termopilas, que constan de varias termocuplas muy pequeñas conectadas en serie, con sus soldaduras calientes directamente detrás de la ranura receptora del espectrómetro. *b*) Bolómetros, que son termómetros de resistencia de platino de diseño especial, montados en pares sobre un puente de Wheatstone; la radiación incide sobre uno de ellos y por efecto de calentamiento produce una variación en la resistencia. Se han medido variaciones de temperatura de 4×10^{-6} °C con bolómetros y termopilas asociados con galvanómetros adecuados. *c*) Radiómetros, que constan de aletas extremadamente livianas montadas simétricamente en pares sobre una varilla liviana sostenida por fibras de cuarzo en una ampolla parcialmente evacuada. La radiación incidente sobre una única aleta hace que el sistema rote. Algunos de los mejores radiómetros han sido hechos con alas de moscas.

★ Dos nuevos instrumentos han contribuido en forma significativa a los estudios modernos de la región infrarroja cercana. El primero de ellos es un dispositivo mecánico-óptico-eléctrico, la célula de Golay. Una cara de una pequeña cámara llena de gas, o célula, está constituida por una membrana flexible. Como la presión del gas dentro de la célula es mayor que afuera, la membrana resulta convexa, vista desde el exterior. La membrana, actuando como un espejo convexo, forma parte de un delicado sistema óptico. Si la radiación es absorbida por el gas en la célula, la presión aumenta produciendo una variación en la curvatura de la membrana. Esta variación, a su vez, produce una variación en la posición de una imagen formada por la membrana curvada sobre una lente convergente. Finalmente la variación se registra mediante una fotocélula.

★ El segundo dispositivo, también llamado célula, consta de una película (10^{-3} mm de espesor, o menos) de sulfuro de plomo, selenuro de plomo o teluro de plomo depositada sobre un aislador como por ejemplo vidrio, entre dos electrodos que pueden ser cintas metálicas o de carbón. Estas películas son fotoconductoras; es decir, cuando la radiación infrarroja incide sobre ellas, disminuye la resistencia entre electrodos. La variación de fuerza electromotriz a través de los electrodos puede ser ampliada y registrada mediante aparatos eléctricos convencionales.

La radiación infrarroja es absorbida por la mayoría de los materiales ópticos; un vidrio de espesor ordinario o una capa de agua de 0,1 mm de espesor es opaca más allá de los 2μ, y el cuarzo es opaco desde los 4μ hasta cerca de 35μ. A longitudes de onda mayores, el cuarzo se vuelve nuevamente transparente. Los prismas y lentes de sal gema y fluorita se usan entre 11μ y 20μ. Existen redes de difracción especialmente construidas que concentran una parte considerable de la radiación reflejada en una dirección definida y que han contribuido materialmente al estudio de la zona infrarroja.

Las regiones visible y ultravioleta. El espectro visible es, en extensión, el más pequeño de todas las regiones consideradas pero, debido a los órganos sensoriales especiales desarrollados para su percepción, tiene una función vital en la economía de los animales superiores. El ultravioleta cercano también desempeña aparentemente un papel importante y su efecto sobre nuestras vidas justifica un examen cuidadoso. Se extiende desde el violeta visible hasta aproximadamente 1.700A, donde es casi enteramente absorbido por 1 mm de aire a presión normal. La absorción atmosférica corta el espectro solar a los 2.970 A. El vidrio ordinario de 2 mm de espesor absorbe toda radiación cuya longitud de onda sea menor que 3.100 A aunque algunos vidrios especiales transmiten hasta el límite de la luz solar. El cuarzo es transparente hasta los 1.850 A y por esta razón los espectrógrafos de cuarzo, acoplados a placas fotográficas, han sido extensamente usados en el estudio del ultravioleta cercano aunque la radiación en esta región puede también ser detectada por su posibilidad de excitar la fluorescencia y ionizar gases.

★ La región comprendida entre los 1.700 A y 100 A es llamada ultravioleta lejano. Las dificultades que se hallan en la exploración de esta región fueron parcialmente superadas por Schumann (1893) quien, mediante un prisma de fluorita en un espectrógrafo de vacío, pudo extender el espectro hasta los 1.250 A. Para ese fin utilizó placas fotográficas especiales que contenían muy poca gelatina. Esta parte del ultravioleta es a menudo llamada región de Schumann. Lyman (1916), usando una red de difracción en vacío extendió el espectro hasta cerca de los 500 A, y Millikan y Bowen, por medio de vacíos muy altos y chispas de alta tensión pudieron llegar hasta aproximadamente 100 A. La técnica ha avanzado tan rápidamente que todas las partes del espectro entre las regiones visible y de rayos X son ahora, sin mayor dificultad, accesibles a la observación.

Rayos X, rayos gamma y rayos cósmicos. Superponiéndose con el ultravioleta extremo y extendiéndose más allá de los 0,1 A, está la región de los rayos X que cubre unos 11 octavos de la escala. Usando métodos de rayos X para medir longitudes de onda del orden de los 200 A se ha demostrado que el ultravioleta y los rayos X son continuos. Todas las radiaciones clasificadas como rayos X son generalmente producidas bombardeando un blanco metálico con electrones de alta velocidad, artificialmente liberados y acelerados. Estos electrones pueden excitar la fluorescencia, ennegrecer placas fotográficas e ionizar gases. Su posibilidad de penetrar muchas sustancias opacas a la luz visible es bien conocida.

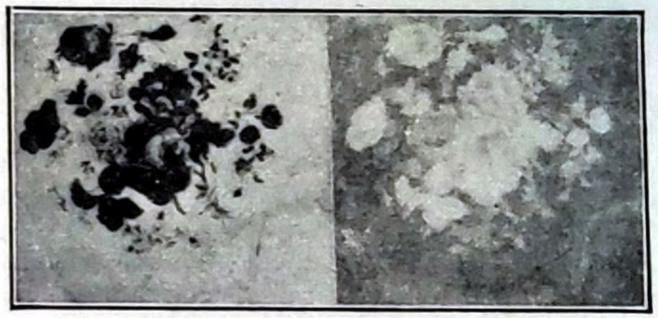
★ Todas las radiaciones a que hemos hecho referencia hasta ahora han tenido su origen fuera del núcleo atómico. Los rayos gamma, por otra parte, están relacionados con la desintegración radiactiva, y se sabe que se originan dentro del núcleo (capítulo X). Los rayos gamma más largos se superponen con los rayos X. Su espectro, sin embargo, se extiende por lo menos cuatro octavas en la zona de alta frecuencia y probablemente más allá de las radiaciones clasificadas ordinariamente como rayos X. Como ejemplo típico, una fracción apreciable de un haz de rayos gamma puede penetrar varios centímetros de plomo. Igual que los rayos X y los ultravioleta pueden ionizar gases, producir fluorescencia y ennegrecer placas fotográficas. Ya en el año 1900 fueron hallados indicios que hacían sospechar la existencia de rayos producidos naturalmente de mayor poder penetrante aún que los rayos gamma. Al principio, naturalmente, se supuso que eran análogos a los rayos gamma, la radiación más penetrante conocida hasta el momento. Estudios posteriores demostraron que estos rayos producidos en forma natural eran casi enteramente corpusculares en carácter. Estos rayos fueron llamados rayos cósmicos (capítulo XIV) y han sido extensamente estudiados por medio de trazas de rayos, contadores de Geiger y electroscopios.

7. Radiación térmica

Una característica universal de la materia. Cuando un cuerpo emite radiación como consecuencia de su temperatura, dicha radiación es llamada apropiadamente térmica. Todos los cuerpos son fuentes de tal radiación. Para cuerpos cuya temperatura es menor de 3.000°K, más del 88 % de la radiación térmica se halla en las regiones del infrarrojo visible del

espectro. Consideremos el caso de un cuerpo, caliente o frío, suspendido de un alambre o hilo muy fino en un recipiente evacuado que posee paredes opacas mantenidas a temperatura constante. La experiencia indica que el cuerpo tomará eventualmente la temperatura de las paredes que lo rodean. Este resultado no depende en modo alguno de la pequeña cantidad de calor que pueda conducir el alambre, del cuerpo a la pared o en dirección inversa. Para explicar esta obtención de equilibrio térmico es necesario suponer que cualquier cuerpo irradia continuamente energía a sus alrededores; si inicialmente estaba más frío que el medio circundante se calienta porque la velocidad con que irradia energía es entonces menor que aquélla con que la absorbe. Cuando se llega àl equilibrio, las velocidades de emisión y absorción son iguales.

Ley de Kirchhoff. Una ley fundamental de la radiación puede ser inferida de una experiencia con una pieza de loza decorada, llevada a la incandescencia por medio de una llama. Si la habitación está suficientemente iluminada, la parte de



(*a*) (*b*)

FIG. 3-8. Fotografías que muestran el aspecto de un trozo incandescente de loza decorada *a*) con luz reflejada y *b*) con su propia luz emitida.

la decoración que aparecía oscura cuando el vidrio estaba a temperatura ambiente también aparecerá oscura cuando se lo caliente. Sin embargo, cuando se observa el material incandescente en una habitación a oscuras, se cumple el efecto inverso. Las partes normalmente más oscuras aparecen ahora más brillantes (fig. 3-8). Como las partes más oscuras de una imagen o dibujo se oscurecen con la luz reflejada debido a que absorben luz incidente sobre ellas, se deduce de nuestra simple experiencia que los cuerpos que son buenos absorbentes de energía radiante son también buenos emisores de energía radiante.

Si probamos las propiedades radiantes y absorbentes de

la pieza de loza caliente mediante un radiómetro o termocupla, cualquiera de los cuales es sensible a los efectos de calentamiento tanto de las radiaciones visibles como invisibles, observaremos el mismo efecto. Las partes del vidrio que aparecen más oscuras, para el radiómetro con radiación reflejada, mostrarán efectos de calentamiento mayores cuando el instrumento reciba solo radiaciones emitidas.

El hecho de que los buenos absorbentes son buenos emisores se formula mediante una relación general importante, conocida como ley de Kirchhoff. Esta ley se aplica no solo a la radiación como un todo sino también a la radiación de una particular longitud de onda.

La formulación exacta de la ley de Kirchhoff surge a partir de consideraciones simples. Supongamos dos cuerpos pequeños opacos, suspendidos de hilos finos a una considerable distancia uno de otro, en un gran recipiente evacuado cuyas paredes opacas se mantienen a temperatura constante. Supongamos que uno de los cuerpos sea por ejemplo de tungsteno y el otro de un material hipotético que absorbe toda la radiación que incide sobre él (ver la próxima sección). Según lo dicho anteriormente, el estado de equilibrio es el de temperatura constante a través del recipiente, incluyendo sus paredes. Cuando se llega a este estado la velocidad de absorción de energía radiante de cada cuerpo es necesariamente igual a su velocidad de emisión. Sean A_1 y R_1, respectivamente, estas velocidades por unidad de superficie para el tungsteno y A_2 y R_2 los valores correspondientes para el otro cuerpo; entonces tenemos

$$R_1 = A_1 \quad \text{y} \quad R_2 = A_2$$

o bien

$$R_1/A_1 = R_2/A_2 = 1 \qquad (4)$$

Esta ecuación es conocida como ley de Kirchhoff para la radiación total emitida por un cuerpo. Por ejemplo, indica que a 1.000°K, R_2 y A_2 son iguales para un cuerpo completamente absorbente y que R_1 y A_1 son iguales para el tungsteno a la misma temperatura. Sin embargo la ley de Kirchhoff no dice nada sobre la relación existente entre A_1 y A_2 o R_1 y R_2.

Cuidadosas mediciones experimentales de la potencia irradiada por distintas sustancias dan los siguientes resultados típicos a 1.000°K: tungsteno, 0,65 vatio/cm^2; carborundo, 4,87 vatio/cm^2. Estas cantidades corresponden a los R discutidos más arriba. Siendo el carborundo mucho mejor emisor que el tungsteno, debe ser mejor absorbente que el tungsteno, en virtud de la ley de Kirchhoff.

8. Cuerpos negros

Definición y realización experimental. En física, un cuerpo negro se define como el cuerpo que absorbe toda la radiación que incide sobre él. En virtud de la ley de Kirchhoff es de esperar que tal cuerpo, cuando se lo caliente hasta la incandescencia, sea más brillante que cualquier otro cuerpo no negro calentado a la misma temperatura. En efecto, como se puede demostrar experimentalmente, esto es lo que sucede.

No existe sin embargo ninguna sustancia perfectamente negra aunque el negro de humo, el negro de platino y el negro de bismuto muestran absorciones extremadamente altas. Absorben casi el 99 % de la luz que incide sobre ellos; en consecuencia reflejan solo el 1 % de la misma; a pesar de ello nuestros ojos son tan sensibles que una superficie recubierta con estos materiales parece mucho menos negra que un pequeño orificio practicado en la pared opaca de una gran cavidad. Esto es de esperar porque todas las radiaciones incidentes sobre el orificio entran y, con excepción de una cantidad insignificante, son enteramente absorbidas en el interior. En la fig. 3-9 puede verse cómo se produce este fenómeno de sucesivas reflexiones y absorciones dentro de la cavidad. Debido a la facilidad con que se obtiene absorción prácticamente total mediante tal dispositivo, el medio más común hasta ahora conocido para obtener un cuerpo negro y sus radiaciones lo

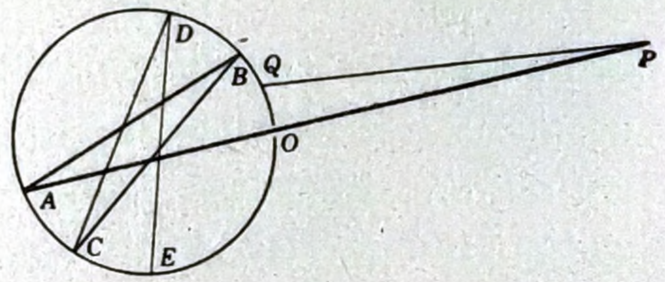


FIG. 3-9. Esquema que muestra *a*) cómo es eventualmente absorbida la radiación que penetra en una cavidad a través de un pequeño orificio practicado en su pared opaca, y *b*) cómo la la radiación proveniente de una pequeña abertura en las paredes opacas de una gran cavidad, calentada uniformemente, se transforma en la radiación del cuerpo negro. Se supone que la pared interior es esférica y pulida.

constituye un pequeño orificio en una cavidad uniformemente calentada.

★ Como toda cavidad de cuerpo negro real debe ser de material cuya brillantez, a cualquier temperatura dada, sea menor que la del cuerpo negro, se produce dentro de la cavidad un aumento de brillo. Con ayuda de la fig. 3-9 puede también verse cómo sucede esto. Un ojo que mirara a través de la abertura O en la dirección PO, si las paredes de la cavidad estuvieran incandescentes, vería no solo una parte de A con el brillo normal del material no negro del que está constituido sino también una parte de B reflejada una vez, una parte de C reflejada dos veces, etc. Sea b_n el brillo del material no negro que constituye la pared como se ve en el espacio libre, esto es, como es visto por el ojo cuanto se lo dirige hacia Q. Sea r su reflectividad (cociente de la intensidad del haz reflejado de radiación a la del haz incidente) y b_0 el brillo aparente del orificio. Entonces la formación de brillo del orificio puede representarse mediante la progresión geométrica

$$b_0 = b_n + rb_n + r^2b_n + r^3b_n + \cdots$$

cuya suma, como puede comprobarse fácilmente, es $b_n/(1-r)$.

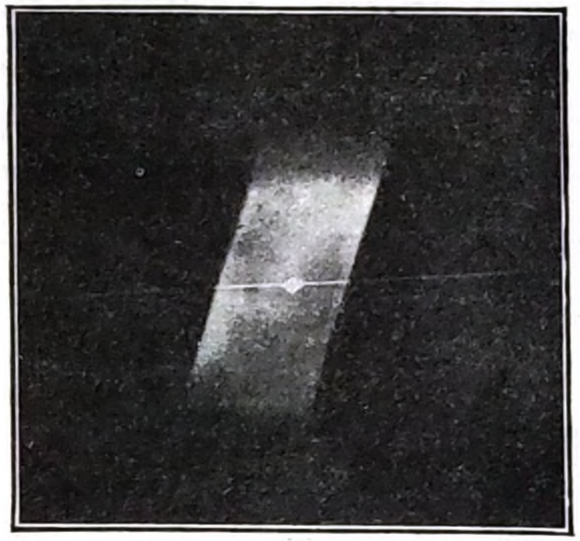


FIG. 3-10. Fotografía de un filamento tubular incandescente de tungsteno con un pequeño orificio en su pared lateral. Se ve que el brillo de la cavidad del cuerpo negro es muy superior al brillo normal del material del filamento. La línea transversal brillante es la imagen de un filamento adicional utilizado para efectuar comparaciones de brillo.

Para tungsteno incandescente (fig. 3-10), el r para luz roja es aproximadamente 0,60. Vemos en consecuencia que, mientras para una cavidad de tungsteno el término b_n es solo $(1\text{-}0{,}60)\,b_0$, los términos rb_n y r^2b_n son, respectivamente, $0{,}24b_0$ y $0{,}144b_0$ y que estas son contribuciones considerables al brillo b_0. Para carbón incandescente, sin embargo, r es aproximadamente 0,20. En este caso el término b_n es 0,80 b_0, cantidad doble de la correspondiente al tungsteno, pero rb_n y los términos en potencias mayores de r son mucho menores en medida tal, en efecto, que b_0 resulta el mismo para ambas sustancias si la temperatura es la misma. Si comparáramos dos cavidades tales, con paredes de tungsteno y carbón, respectivamente, ambas calentadas hasta la incandescencia, hallaríamos que la superficie exterior de la cavidad de carbón es dos veces más brillante que la de tungsteno y que los orificios en ambas paredes poseen exactamente el mismo brillo.

El cuerpo negro es usado universalmente como emisor patrón. De las razones que justifican esta elección mencionaremos tres:

1. A cada longitud de onda, la intensidad de su radiación térmica es mayor que la de cualquier otro cuerpo a la misma temperatura.

2. Sus radiaciones son independientes del material de que está constituido.

3. Las variaciones de sus radiaciones con la temperatura y la longitud de onda siguen una ley conocida que lleva el nombre de Planck. Después de algunos preliminares veremos esta ley en la sección 9.

La ley de la cuarta potencia. Una de las leyes firmemente establecidas para la radiación del cuerpo negro es la ley de la cuarta potencia, llamada a menudo ley de Stefan-Boltzmann. Esta ley afirma que el poder emisor R de un cuerpo negro (la velocidad de emisión de energía por unidad de área) es proporcional a la cuarta potencia de su temperatura absoluta T. Así

$$R = \sigma T^4 \qquad (5)$$

donde σ es una constante. Si R se mide en vatios por centímetro cuadrado y T en grados Kelvin,

$$\sigma = 5{,}67 \times 10^{-12} \text{ vatios } /(\text{cm}^2\text{K}^{\circ 4})$$

Una simple sustitución muestra que un cuerpo negro de 1 cm² de superficie a 1.000°K irradia energía a una velocidad de 5,67

R = energía emitida por unidad de tiempo y de área

vatios y que, a 2.000°K, la velocidad es 16 veces mayor, o sea 90,7 vatios.

Cualquier teoría sobre la radiación del cuerpo negro, para ser aceptada, debe dar resultados que estén en concordancia con esta ley ya que puede ser deducida independientemente de la mecánica y la termodinámica (apéndice 9, ref. 82, pág. 149).

Curvas de energía espectral. Si el ocular de un espectrómetro se remplaza por una ranura que esté en el plano focal del telescopio con que se observa, y si se coloca un dispositivo sensible al calor tal como un radiómetro justo detrás de él, el conjunto puede ser usado para estudiar el espectro de una fuente desde el punto de vista de los efectos de calentamiento

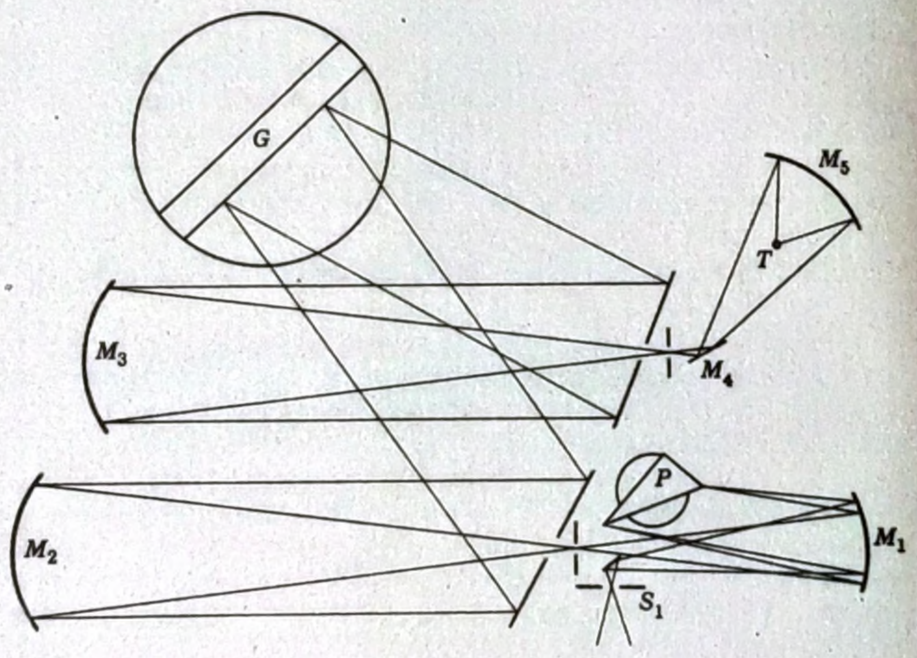


FIG. 3-11. Esquema del sistema óptico de un espectrómetro infrarrojo tal como el que podría usarse para determinar la distribución de energía en el espectro de un cuerpo negro. La radiación incidente entra por la ranura S_1; después de reflejarse en el espejo curvo M_1 es dispersada pasando dos veces a través de un prisma de sal de piedra P. Este doble pasaje se efectúa recubriendo con plata el revés del prisma. La radiación de diferentes longitudes de onda, correspondiente a varias posiciones del prisma, es llevada por una serie de espejos hasta una termopila u otro detector adecuado en T. En el curso de sus trayectorias la radiación puede ser más dispersada mediante una red G. Para estudiar la radiación del cuerpo negro tal dispersión adicional podría no necesitarse, en cuyo caso G se remplazaría por un espejo. (Gentileza de Ohio State University y R. H. Noble.)

que produce su radiación. Nótese que los espectrómetros generalmente usados para esta clase de trabajo (fig. 3-11) difieren considerablemente de los empleados cuando el instrumento sensible es el ojo o la placa fotográfica. La figura 3-12 muestra cómo se distribuyen respecto de la longitud de onda los efectos de calentamiento espectrales o cantidades relativas de potencia emitida a distintas longitudes de onda. Las ordenadas son proporcionales a la potencia emitida en un intervalo unitario de longitud de onda. Las curvas demuestran que:

1. Para cada temperatura el efecto de calentamiento de la radiación tiene solo un máximo.

2. La longitud de onda en la que se produce este máximo se desplaza hacia longitudes de onda más cortas al aumentar la temperatura así como los cuerpos incandescentes, calentados a altas temperaturas, pasan del color rojo al anaranjado y luego a un blanco amarillento.

3. El efecto de calentamiento total o poder emisor total varía con la temperatura de acuerdo con la ley de la cuarta potencia, como puede verificarse comparando las áreas que abarcan las curvas.

La teoría cuántica tuvo su origen en una tentativa teórica de explicación de las formas exactas de estas curvas de energía espectral.

9. Origen de la teoría cuántica

Las fórmulas de radiación de Wien y de Rayleigh-Jeans. La aplicación de las leyes de la termodinámica a la radiación fue realizada con éxito por primera vez por Wien en 1896. Wien buscaba una relación que mostrara cómo varía el efecto de calentamiento de la radiación de un cuerpo negro con la longitud de onda, es decir, una ecuación que representara matemáticamente tales curvas, según se ve en la fig. 3-12. Efectivamente, obtuvo una ecuación que daba exactamente las variaciones producidas en las curvas de energía espectral de los cuerpos negros, al variar la temperatura. Por ejemplo, Wien pudo predecir la curva para 4.000°K, dada la curva para 3.000°K. Si contraemos lateralmente la curva para 3.000°K de la fig. 3-12, en la relación 3.000/4.000, y al mismo tiempo la extendemos verticalmente en la relación $(4.000/3.000)^5$, obtenemos la curva para 4.000°K. Este procedimiento, ilustrativo de lo que se conoce como ley del desplazamiento de Wien, está de acuerdo con la ley de la cuarta potencia para la radiación total. Esto se puede comprobar fácilmente puesto que el

cociente del área comprendida por la nueva curva de 4.000°K, en virtud de la manera cómo fue obtenida a partir de la curva de 3.000°K, es mayor que la comprendida por la curva de 3.000°K en el producto $\frac{3}{4} \times (\frac{4}{3})^5$, o $(\frac{4.000}{3.000})^4$. En forma de ecuación, la ley de Wien está dada por

$$R_\lambda = T^5 f(\lambda T) \qquad (6)$$

donde $R\lambda$, ordenada de la fig. 3-12, es llamada poder de emisión espectral a una longitud de onda especificada. La ecuación dice que bajo circunstancias elegidas de modo que el producto λT sea constante, los efectos de calentamiento espectral son proporcionales a T^5 como se ha visto en el ejemplo mencionado.

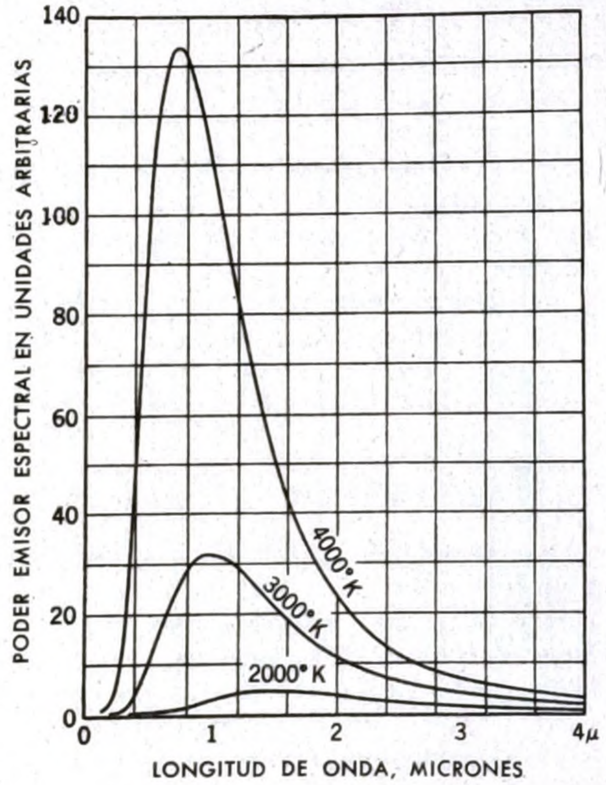


FIG. 3-12. Curvas de energía espectral para la radiación del cuerpo negro a temperaturas de 2.000°K, 3.000°K y 4.000°K.

Otra aplicación bien conocida de la ley del desplazamiento de Wien se refiere a las longitudes de onda a las cuales se producen los máximos en curvas como las de la fig. 3-12. Si λ_m

es la longitud de onda correspondiente al máximo de una de las curvas, y T es la temperatura a que corresponde la curva, entonces el producto $\lambda_m T$ es una constante cuyo valor es 0,290 cm°K.

La ley del desplazamiento deducida por Wien es sin duda exacta y representa, con respecto a las distribuciones de energía espectral, el límite de información a que se puede llegar mediante consideraciones termodinámicas únicamente. Sin embargo no puede predecir la forma real de una curva de energía espectral para una temperatura dada. Tratando de obtener una relación que predijera la forma de las curvas Wien hizo una hipótesis que parecía razonable. Supuso que existía una cierta similitud entre un gas perfecto y la radiación del cuerpo negro, en particular, que la ley de Maxwell de distribución de velocidades moleculares para el gas también daba la distribución de energía radiante con respecto a la frecuencia para la radiación. La ecuación que obtuvo para $R\lambda$, la velocidad de emisión de energía por unidad de área por unidad de intervalo de longitud de onda a la longitud de onda λ, es

$$R_\lambda = c_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T}} \qquad (7)$$

donde e es 2,718, la base de los logaritmos naturales; c_1 y c_2 son constantes cuyos valores en el sistema CGS están dados en el apéndice 2. Esta ecuación concuerda con la ley de la cuarta potencia. Como puede verse en la fig. 3-13, la ley de Wien representa muy bien los hechos experimentales a longitudes de onda menores que 3μ, y moderadamente bien de 3 a 6μ. Sin embargo la ley se aparta de la curva observada en un 25 % para 6μ, y la discrepancia se hace progresivamente mayor a mayores longitudes de onda, más allá de los límites de la figura 3-13.

Poco después, en 1900, Lord Rayleigh halló ciertas inconsistencias teóricas provenientes del uso de la ley de distribución de Maxwell. Para explicarlas tuvo que suponer la validez de una relación que ha resultado muy importante en el estudio de gases, a saber, la equipartición de energía entre los distintos grados de libertad. Un ejemplo conveniente se tiene en una cuerda de violín que pueda producir muchos modos de vibración. En un momento dado puede emitir no solo su fundamental sino también sus armónicas. Las frecuencias emitidas corresponden a vibraciones de la cuerda como un todo, tanto como dividida en dos segmentos, en tres segmentos, etc. Podemos concebir estos modos de vibración como grados de

libertad y decir que un solo grado está asociado con la frecuencia fundamental y uno con cada frecuencia armónica. Si hubiera equipartición de energía asociada con tal cuerda vibrante de violín hallaríamos que las energías asociadas con el modo de vibración fundamental, y con cualquier otro modo, serían iguales entre sí. Por supuesto, tal equipartición no se produce en una cuerda de violín que se arquea del modo usual. Sin embargo Rayleigh hizo esta hipótesis para la energía radiante que existe en una cavidad de cuerpo negro, y Jeans

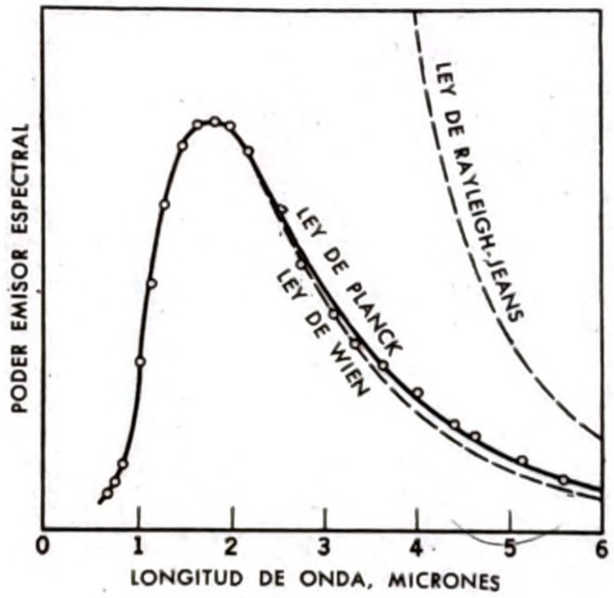


FIG. 3-13. Curva de energía espectral para la radiación del cuerpo negro, determinada por Coblentz, juntamente con las curvas que dan las distribuciones esperadas según las ecuaciones de Wien, Rayleigh-Jeans y Planck. Los círculos pequeños indican puntos experimentales.

contribuyó al desarrollo matemático de la idea de Rayleigh. La ecuación resultante es

$$R_\lambda = c_3\lambda^{-5}(\lambda T), \tag{8}$$

donde c_3 es una constante. Esta ecuación concuerda con la ley del desplazamiento de Wien pero *no* con la ley de la cuarta potencia. No vale en la región 0-6μ pero representa los hechos exactamente en la región extrema del infrarrojo, más allá del alcance de la fig. 3-13. De este modo, cuando deja de valer la ley de Wien, vale la de Rayleigh-Jeans y viceversa.

Fórmula de la radiación de Planck. La situación en 1900, según la veía Planck, presentaba dos relaciones aparentemente bien fundadas para la distribución de energía espectral en la radiación de un cuerpo negro: la ley de Wien y la de Rayleigh. Ambas se basaban en parte en principios de la mecánica clásica. Las dos concordaban parcialmente con la experiencia, en parte eran inconsistentes con la misma, valiendo una donde no valía la otra. La física clásica parecía impotente para seguir adelante.

Tratando de comprender la causa de esta falla Planck descubrió que una ecuación que él había obtenido al tratar de verificar las ecuaciones 7 y 8, predecía valores que estaban de acuerdo con la ley de Wien donde ésta valía, y con la ecuación de Rayleigh, en el ámbito en que era válida. Observando por un momento la ecuación 7 y la correspondiente curva, notamos que, para concordar con la experiencia a valores grandes de λ, la curva de Wien tendría que subir un poco. Una manera de efectuar esto es hacer el denominador menor restándole una constante adecuada. En realidad, si se remplaza el denominador de la ecuación 7 por $(e^{c_2/\lambda T} - 1)$, la ecuación corregida se aproxima muy bien a la ecuación 8 para valores grandes de λT. Para comprobarlo escribamos el desarrollo en serie

$$e^{c_2/\lambda T} - 1 = \left(1 + \frac{c_2}{\lambda T} + \frac{1}{2}\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right)^2 + \cdots\right) - 1$$

Si λT es suficientemente grande, el desarrollo se corta en $c_2/\lambda T$.

La nueva ecuación propuesta por Planck es

$$R_\lambda = c_1\lambda^{-5}\frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1} \tag{9}$$

Esta ecuación está de acuerdo tanto con la ley de la cuarta potencia de Stefan-Boltzmann como con la ley del desplazamiento de Wien. Cómo concuerda la ecuación de Planck con la experiencia, puede observarse en la fig. 3-13.

Habiendo hallado una relación algebraica apropiada para R_λ en función de λ, Planck trató de hallar la razón por la cual la ecuación 9 estaba de acuerdo con la experiencia, y descubrir qué variaciones era necesario hacer en las hipótesis fundamentales referentes a la radiación para deducirla. El resultado fue la idea cuántica.

Según la teoría física corriente en la época de Planck, se concebían los procesos de emisión y absorción de energía ra-

diante por sus fuentes elementales (los átomos y moléculas que componen el cuerpo emisor), como procesos graduales y al azar. Se creía que la variación con el tiempo de la energía poseída por una fuente atómica que está entre un gran número de fuentes similares era una función continua. Se presumía que en un cuerpo con equilibrio térmico con sus alrededores, la energía de una sola "fuente elemental" aumentaba y caía gradualmente en un estrecho rango, siendo el valor promedio siempre el mismo si el promedio se tomaba sobre un tiempo suficientemente largo.

Abandonando ideas tradicionales Planck formuló la audaz hipótesis de que una fuente elemental no emite energía radiante de manera continua, sino intermitente y, lo que es más importante, en paquetes —cuantos o fotones— de energía bien definida. Se suponía que un fotón tenía, después de la emisión, una estructura ondulatoria definida por una frecuencia υ, y una energía ξ dada por

$$\epsilon = h\nu = hc/\lambda \qquad (10)$$

donde h es llamada constante de Planck. Es en realidad una constante universal comparable en importancia con la constante de gravitación y la velocidad de la luz en el espacio libre. Sólo de este modo pudo Planck justificar la ecuación 9. Desde este punto de vista, la variación con el tiempo de la energía de una fuente atómica elemental idealizada, en equilibrio térmico con sus alrededores, aumentaría y disminuiría, no en forma continua sino por pequeños escalones.

★ Las constantes c_1 y c_2 de la ecuación 9 no son totalmente independientes. En rigor, están relacionadas, mediante la velocidad c de la luz y la constante k de los gases de Boltzmann, entre sí y con otros campos de la física. Haciendo sustituciones adecuadas que no explicaremos aquí, podemos escribir nuevamente la ecuación 9 de varias maneras. Una de ellas es

$$R_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \qquad (11)$$

donde la única constante nueva es h, que coincide con la h que aparece en la ecuación 10.

★ La comprobación de la ecuación 11 a partir de principios teóricos, está más allá del alcance de este libro, pero hacemos notar que es una piedra angular en la física moderna. El fenómeno de la radiación del cuerpo negro parece a primera vista oscuro y sin importancia. Sin embargo, la comprensión conveniente de este caso de emisión nos lleva hasta

las mismas raíces de la física puesto que la radiación electromagnética es el emisario común que transmite energía entre electrones y núcleos. No es el único emisario de importancia. En la escala cosmológica tenemos que manejar fuerzas gravitatorias, y en el interior del núcleo existen fuerzas que no son electromagnéticas. A pesar de ello la ciencia de la física atómica y molecular, se basa principalmente en el estudio de la interacción entre partículas cargadas.

Determinación de la constante h de Planck. Puede calcularse un valor de h combinando el valor experimental de 1,439 cm K° para la constante c_2 de la ecuación 9 con los valores experimentales de k y c dados en el apéndice 2. El exponente de e en la ecuación 9 se identifica ahora con el de la ecuación 11. Una vez efectuado esto y sustituyendo los valores numéricos adecuados, hallamos

$$h = \frac{c_2 k}{c} = \frac{1{,}439 \text{ cm K°} \times 1{,}380 \times 10^{-16} \text{ erg/K°}}{2{,}998 \times 10^{10} \text{ cm/seg}}$$

$$= 6{,}624 \times 10^{-27} \text{ ergio seg} \qquad (12)$$

Esto no es, sin embargo, el método utilizado para determinar h cuando se desea gran precisión.

Habiendo hallado el valor de h es ahora interesante determinar para un caso particular el valor del cuanto de energía (fotones), como asimismo la velocidad de su emisión. Consideremos una superficie, iluminada tan débilmente con una llama de sodio que sólo resulta visible contra un fondo completamente negro. Si la superficie está suficientemente extendida en el campo de visión es suficiente un poder emisor de aproximadamente $6{,}6 \times 10^{-6}$ erg/(cm² seg). La energía ξ contenida en un fotón de luz de sodio está dada, con tres cifras significativas, por

$$\epsilon = h\nu = h\frac{c}{\lambda} = 6{,}62 \times 10^{-27} \text{ ergios seg} \times \frac{3{,}00 \times 10^{10} \text{ cm/seg}}{0{,}589 \times 10^{-4} \text{ cm}}$$

$$= 3{,}35 \times 10^{-12} \text{ ergios}$$

El número aproximado de cuantos, por unidad de área y de tiempo, necesario para la visión perceptible, es correspondientemente,

$$R = \frac{6{,}6 \times 10^{-6} \text{ ergios}/(\text{cm}^2 \text{ seg})}{3{,}35 \times 10^{-12} \text{ ergios}/\text{cuanto}} \simeq 2.0 \times 10^6 \text{ cuantos}/(\text{cm}^2 \text{ seg})$$

Para una longitud de onda distinta, por supuesto, la energía por fotón es diferente, siendo inversamente proporcional a la longitud de onda. Es evidente que la cantidad de energía transportada por cada cuanto proveniente de fuentes de luz ordinaria es extremadamente pequeña y que el número de cuantos irradiado por cualquier fuente visible es muy grande.

En lo que resta de este capítulo se presenta otra determinación independiente de la constante de Planck juntamente con algunas consideraciones referentes al nuevo punto de vista resultante del trabajo de Planck sobre espectros de cuerpos negros. Antes de ello, sin embargo, haremos resaltar tres hechos:

1. En su teoría, Planck se refería principalmente al proceso de emisión.

2. Aunque tuvo que postular la emisión corpuscular de energía radiante no parecía imprescindible la idea de propagación en forma corpuscular.

3. Esta idea de propagación corpuscular se afirmó solamente con la aplicación de la hipótesis cuántica al tema que vamos a discutir en las páginas siguientes, a saber, el efecto fotoeléctrico.

10. Primeras observaciones sobre fotoelectricidad

La primera observación sobre fotoelectricidad parece haber sido realizada por Hertz en 1887. Hertz descubrió que, en idénticas condiciones, una chispa eléctrica puede saltar desde un electrodo cargado y limpio hasta otro, a través de una distancia mayor cuando se iluminan los electrodos con luz ultravioleta que cuando esto no se hace. Como resultado de algunas experiencias simples Hertz llegó a sospechar que la descarga era iniciada por algún proceso que se producía únicamente en el electrodo negativo. Esta opinión fue rápidamente confirmada por el trabajo de otros investigadores. Hallwachs, en 1888, hizo notar otro aspecto al hallar que una placa de cinc aislada y descargada, expuesta a la luz ultravioleta proveniente de un arco de carbón, se cargaba positivamente, como podía comprobarse con un electroscopio de hojuelas de oro. También observó que si el espectroscopio estaba cargado negativamente comenzaba a descargarse al ser iluminado. Sin embargo, si la placa tenía una fuerte carga positiva, la luz incidente no le producía ningún efecto. Hallwachs sugirió, como explicación probable de este asombroso comportamiento, que la luz incidente producía la emisión de

partículas negativamente cargadas de la placa de cinc y que dichas partículas no podían escaparse y revelar su efecto cuando la placa tenía una carga positiva considerable.

Estas primeras experiencias fueron realizadas antes de la aislación del electrón y la identificación de su carga como unidad natural elemental de electricidad negativa, y antes que se hubiera desarrollado cualquier teoría de ionización por choque que pudiera guiar a los investigadores hacia la explicación del mecanismo de formación de una chispa eléctrica. Ahora sabemos que el efecto es debido a la emisión de electrones desde la superficie de la placa iluminada y que éstas son las "partículas" a que se refería Hallwachs, aunque él no había advertido naturalmente su naturaleza exacta.

La palabra fotoelectricidad proviene de dos palabras griegas, *phōs*, luz y *élektron*, ámbar, material usado en las primeras experiencias eléctricas conocidas, y fue elegida como término apropiado para designar el fenómeno descrito. Del mismo modo resulta natural llamar fotoelectrones a los electrones liberados en las experiencias fotoeléctricas.

11. Resultados experimentales

Era lógico investigar primero el efecto fotoeléctrico sobre un metal común, el cinc, que revelaba el fenómeno muy fuertemente. Trabajos posteriores demostraron que todas las sustancias, sólidos, líquidos y gases, emiten fotoelectrones por influencia de la luz, siempre que la luz sea de una longitud de onda menor que un cierto valor dependiente de la naturaleza de la sustancia. Está más de acuerdo con la práctica moderna expresar este hecho así: *cada sustancia muestra un efecto fotoeléctrico si la radiación incidente posee una frecuencia que excede un cierto valor llamado frecuencia umbral.* Para la mayoría de las sustancias este valor umbral está en la región ultravioleta. Excepciones notables son los metales alcalinos, sodio, potasio, etc., y algunas de sus aleaciones y compuestos cuyas frecuencias umbral están en el rojo y, en algunos casos, en el infrarrojo del espectro.

Cuando se hacen incidir rayos X o rayos gamma sobre cualquier material son emitidos fotoelectrones de considerable energía. Esto se ve muy bien en la fig. 3-14, reproducción de una fotografía tomada por C. T. R. Wilson. Un delgado haz de rayos X atraviesa una cámara de niebla de Wilson y es parcialmente absorbido por el gas. Las largas y curvadas trazas son las trayectorias de los fotoelectrones emitidas por las

moléculas gaseosas. Nótese que todas nacen en una angosta banda central que se extiende a través de la fotografía. Las pequeñas manchas aisladas que se ven en esta banda son también formadas por electrones; no representan sin embargo

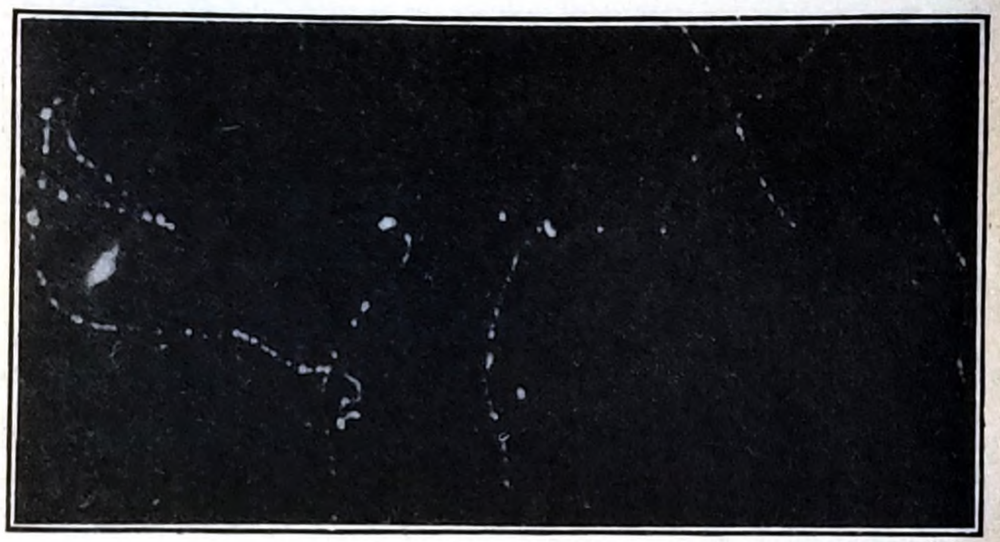


FIG. 3-14. Trazas de fotoelectrones emitidos por moléculas gaseosas bajo el efecto de rayos X en una cámara de niebla de Wilson. Un delgado haz de rayos X atraviesa horizontalmente la cámara. Puede verse que todas las tortuosas trazas de los fotoelectrones se originan en la angosta región atravesada por el haz. (Fotografía de C. T. R. Wilson, gentileza de The Royal Society, Londres.)

fotoelectrones, pero son probablemente electrones de "retroceso" puestos en movimiento según el proceso Compton (pág. 165).

Aunque hemos elegido la producción de fotoelectrones mediante rayos X para ilustrar el fenómeno, una gran parte del trabajo experimental básico sobre efecto fotoeléctrico ha sido realizada con luz visible o ultravioleta, debido principalmente a que las dificultades técnicas con que se choca para hacer las mediciones, son menores que en el trabajo con rayos X. Hay aún tres resultados adicionales que merecen atención:.

1. El número de fotoelectrones por unidad de área emitido por una placa metálica, iluminada con luz cuya frecuencia está sobre el umbral, es exactamente proporcional a la iluminación. Ésta es una consecuencia de la conservación de energía.

2. Con una fuente monocromática constante de luz se encuentran fotoelectrones con velocidades variables de emisión que van, desde valores extremadamente pequeños, hasta un cierto máximo.

3. Esta velocidad máxima de emisión es independiente de la iluminación pero crece al aumentar la frecuencia de la luz incidente.

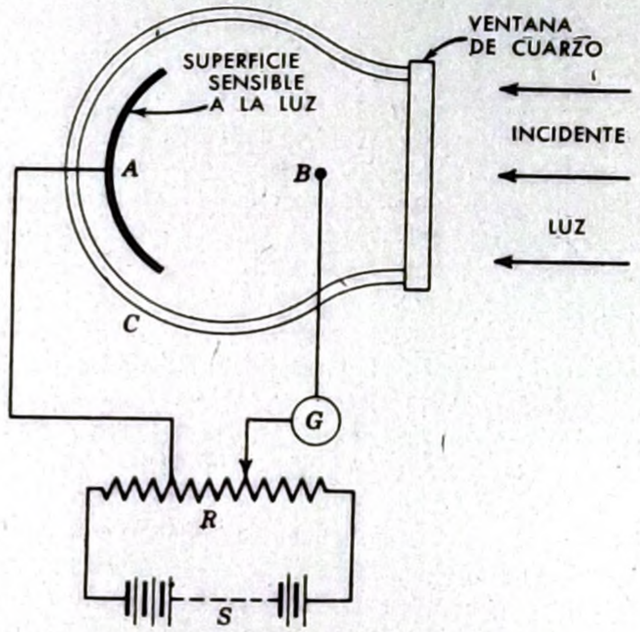


FIG. 3-15. Esquema de un fototubo y sus conexiones eléctricas simples. Con *C* se indica la ampolla de vidrio y cuarzo; *A* es la superficie iluminada; *B* es un cable colector, *G* un galvanómetro que mide la corriente. *R* es un divisor de tensión conectado a una batería *S*, de modo de poder mantener cualquier diferencia de potencial entre *A* y *B*.

12. Algunos experimentos fotoeléctricos

Para ilustrar los puntos mencionados en la sección precedente, veremos una experiencia en detalle.

En una ampolla evacuada de vidrio *C* se coloca una placa rígida de cinc *A* (fig. 3-15). A través de la pared pasa un cable colector *B*. La ampolla posee una ventana de cuarzo que permite el uso de longitudes de onda menores que el punto de corte del vidrio que corresponde a cerca de 3.000 A. Entre *A* y *B* se conecta un divisor de tensión que incluye una batería *S* y una resistencia *R*, de modo tal que el potencial de *A* con respecto a *B* puede variarse continuamente, desde un

valor negativo de varias decenas de voltios hasta un valor positivo de unos voltios. Tan pronto como se hace incidir luz sobre *A* se liberan fotoelectrones de su superficie. Ayudados por el campo eléctrico cuando *A* es negativa, estos electrones se mueven dentro del fototubo evacuado hacia *B* y luego vuelven a *A* por el circuito exterior. La corriente fotoeléctrica es medida mediante un galvanómetro *G*.

Nos va a interesar la magnitud de esta corriente fotoeléctrica por una serie de circunstancias. Se puede ahora medir como depende la corriente fotoeléctrica de tres cantidades, en tres series de mediciones. Las tres magnitudes a variar son: *a*) la intensidad de la luz incidente; *b*) la diferencia de potencial entre *A* y *B*; *c*) la frecuencia de la luz incidente.

a) Al variar la intensidad de la luz incidente (por ejemplo cambiando la distancia entre la fuente fija y *A*) la corriente fotoeléctrica resulta directamente proporcional a la intensidad de la iluminación sobre *A*.

b) Pasando al próximo experimento supongamos que la intensidad de la luz incidente permanece constante y que, por el momento, la placa *A* es negativa con respecto al colector *B* siendo su potencial de unas decenas de voltios. En estas condiciones observamos una corriente constante que pasa por el galvanómetro y el fototubo. Ahora reducimos la diferencia de potencial entre *B* y *A* en intervalos convenientes haciendo que *A* sea cada vez menos negativa. Al principio se produce poco cambio en la corriente fotoeléctrica; cuando la diferencia de potencial entre *A* y *B* llega hasta 3 ó 4 voltios se nota una

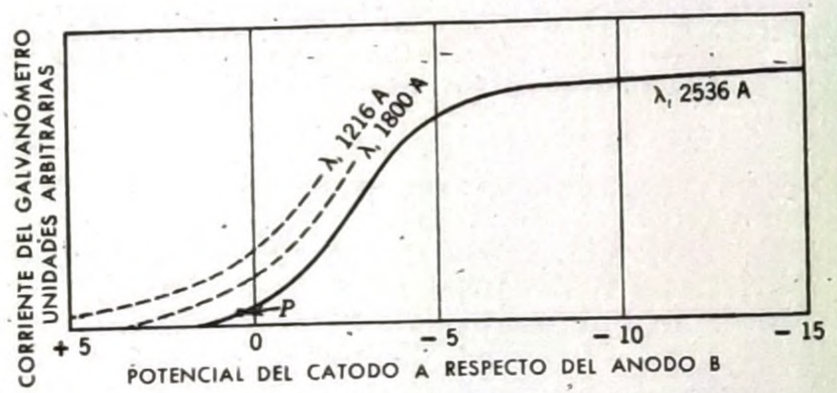


FIG. 3-16. Variación de la corriente fotoeléctrica con la diferencia de potencial entre el colector *B* y la superficie iluminada *A*. La línea llena corresponde aproximadamente al cinc iluminado con luz cuya longitud de onda es 2.536 A. Las curvas punteadas, también para cinc, indican los resultados previsibles para frecuencias mayores, o longitudes de onda menores, según se indica en la figura.

caída brusca en la corriente, como puede verse indicado con línea llena en la fig. 3-16. Cuando *A* y *B* están al mismo potencial, fluye todavía una corriente pequeña. Y aun cuando *A* se hace ligeramente positiva respecto de B sigue fluyendo una corriente pequeña, pero medible. Cuando *A* es fuertemente positiva con respecto a *B*, no fluye corriente.

Para comprender lo que sucede consideremos el punto *P* sobre la curva, para el cual la placa *A* es ligeramente positiva con respecto al colector *B*. Un electrón que estuviera en reposo cerca de *A* sería por supuesto acelerable hacia *A* y capturado por la placa. Otro electrón que saliera de *A* con una pequeña cantidad de energía haría parte del camino hacia *B* y luego volvería a *A*. Otro electrón que saliera de *A* con más energía podría llegar hasta *B* y ser capturado por el colector. Entonces la energía de cada electrón que sale de la superficie de *A* determina si puede o no llegar a *B*. Algunas de estas posibilidades se ilustran en la fig. 3-17.

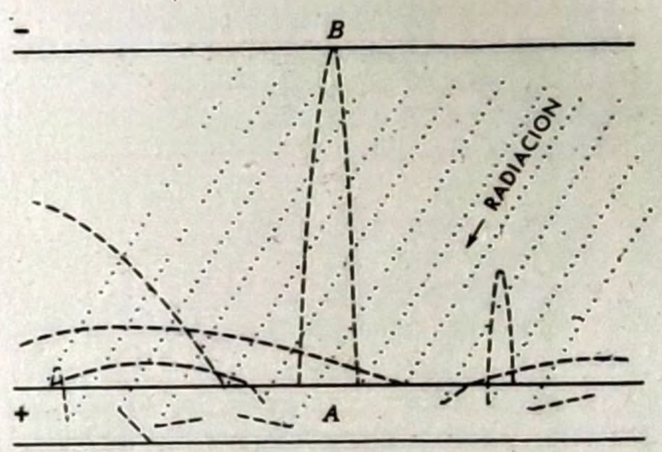


FIG. 3-17. Trayectorias probables seguidas por fotoelectrones expelidos una delgada varilla metálica *A* expuesta a un haz de radiación monocromática. Entre la varilla y otra placa *B*, en el vacío, se aplica una diferencia de potencial, exactamente igual que el potencial de frenado correspondiente al material de la varilla y la frecuencia de los fotones incidentes.

El caso de un niño tratando de arrojar piedras sobre una alta pared ofrece una buena analogía, correspondiendo la tierra a *A* y el borde superior de la pared a *B*. Para pasar sobre la pared, una piedra debe ser arrojada hacia arriba con una cierta velocidad mínima; todas las piedras arrojadas con mayores velocidades se elevarán más de lo necesario; todas

las piedras que posean velocidades iniciales menores caerán en el suelo sin haber llegado a la altura requerida. En símbolos esto se expresa: toda piedra que tenga una energía cinética mayor que la energía potencial que tendría la piedra en reposo, en el borde superior de la pared, pasará sobre ella, y todas las otras no lo harán. Volviendo al caso eléctrico es evidente que los electrones que salen de A con suficiente energía cinética podrán llegar a B a pesar de la diferencia de potencial que crea el campo eléctrico opuesto. Es decir, si un electrón que sale de A posee una energía cinética $\frac{1}{2}mv^2 \geq Ve$ llegará a B y contribuirá a la corriente que pasa a través del galvanómetro. Con m se indica la masa de un electrón, e es su carga, v su velocidad y V la diferencia de potencial entre A y B. El producto Ve representa la energía potencial de un electrón que está en la superficie de B, así como altura x peso representa la energía potencial de una piedra en el borde superior de la pared.

Si ahora, partiendo del punto P (fig. 3-16) se aumenta la tensión V, haciendo A más positiva con respecto a B, el galvanómetro indicará una corriente menor. Puede hallarse una tensión crítica V_0 que es precisamente la que evita que los fotoelectrones lleguen a B. Esta tensión es llamada potencial de frenado. Nuestra ecuación se escribe entonces

$$\tfrac{1}{2}mv_m^2 = V_0 e \qquad (13)$$

donde v_m representa la máxima velocidad con que los electrones pueden ser emitidos desde la superficie de A, en las condiciones dadas.

c) Consideremos ahora una serie de experiencias haciendo incidir en cada caso un haz de luz de distinta frecuencia sobre la placa de cinc. Para cada frecuencia (fig. 3-16), determinamos la diferencia de potencial mínima entre A y B que llevaría la corriente del galvanómetro a cero; esto es, hallamos, para cada frecuencia diferente de luz incidente, el valor de V_0 que satisface a la ecuación 13. En la fig. 3-16 se muestran curvas que representan tres determinaciones de este tipo para longitudes de onda de 2.536 A, 1.800 A y 1.216 A. Estas curvas deben tomarse en forma ilustrativa más que real. Para manejar longitudes de onda menores que los 2.000 A, se exigiría un dispositivo modificado. Se efectuó un gran número de tales observaciones sobre cinc, y los resultados obtenidos se representan para indicar la relación existente entre las frecuencias de los haces incidentes (abscisas) y los valores correspondientes de V_0 (ordenadas). Esta curva se

indica con línea llena en la fig. 3-18 y corresponde al cinc. De ella se deduce que todos los puntos experimentales están alineados. (En realidad nuestro gráfico muestra los resultados después de haber sido corregidos por diferencia de potencial de contactos. Los detalles de esa corrección carecen de importancia en esta explicación.) Esta curva no depende en ningún detalle de la iluminación de la placa A, por débil que ésta sea. El diagrama se interpreta así. Sea PP' una ordenada cualquiera. Entonces, si la placa A fuera iluminada con luz cuya frecuencia correspondiera a la del punto P' (en el ultravioleta lejano) la placa tendría que llevarse a un potencial positivo representado por PP' (3,60 voltios) para evitar la pérdida de alguno de los fotoelectrones. La región cubierta por las experiencias se indica con una línea llena. La extensión con línea de puntos es una extrapolación obtenida prolon-

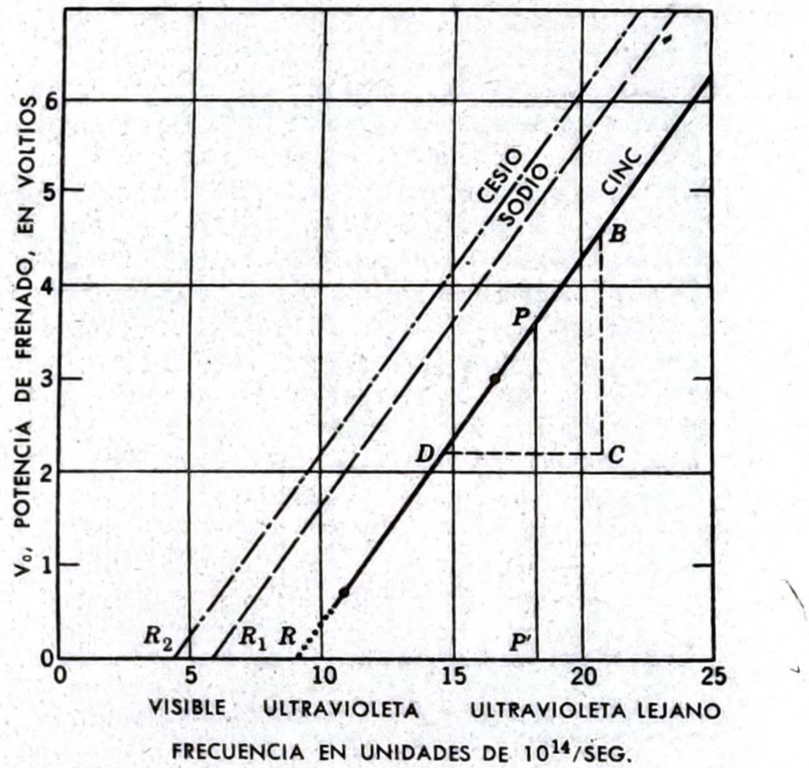


FIG. 3-18. Ecuación fotoeléctrica de Einstein $\frac{1}{2}mv_m^2 = h\upsilon - W$. Se representa la diferencia de potencial V_0 necesaria para hacer volver el cátodo a los fotoelectrones más rápidos, en función de la frecuencia de la luz incidente. Se muestran curvas para el cinc, sodio y cesio. Los puntos R, R_1, R_2 representan los valores umbrales a partir de los cuales pueden calcularse las funciones trabajo W.

gando la curva experimental hasta que corta al eje horizontal. (Investigaciones recientes demuestran que esta extrapolación se justificaría solo si la temperatura del metal fuera O°K. A temperaturas ordinarias, este procedimiento es solo aproximadamente correcto.)

La línea recta está representada por la ecuación

$$V_0 = a\nu - b$$

donde υ es la frecuencia de la radiación incidente y a y b son constantes. Por razones que serán evidentes más adelante, esta ecuación se escribe

$$eV_0 = h\nu - W \tag{14}$$

donde e es la carga de un electrón y h y W son nuevas constantes. Cuando se ilumina la placa A con luz cuya frecuencia está representada por el punto R, para el cual V_0 es cero, los fotoelectrones no tienen tendencia a escapar ya que no se necesita un potencial de retardo que los mantenga en el interior. En consecuencia, la frecuencia correspondiente al punto R (cerca de 9×10^{14} seg^{-1}) representa la frecuencia umbral para la emisión de fotoelectrones por el cinc.

En la fig. 3-18 se han representado datos correspondientes a otros dos metales, sodio y cesio. Los nuevos puntos quedan perfectamente alineados y al extrapolar ambas rectas cortan el eje horizontal ($V_0 = 0$) en R_1 y R_2. Para cada uno de estos metales, y en realidad para cualquier otro, se puede escribir una ecuación análoga a la ecuación 14. Según indica el diagrama *las rectas son paralelas* de modo que los cocientes de los coeficientes de ν y V_0, en las ecuaciones que representan las rectas, deben coincidir para las tres. Por consiguiente podemos escribir una serie de ecuaciones para otros metales, tales como

$$eV_0 = h\nu - W_1$$

$$eV_0 = h\nu - W_2$$

Estas ecuaciones difieren únicamente en el término W.

13. Desarrollos teóricos

Vamos a ver ahora el conjunto de ideas que llevan a una interpretación de la ecuación 14. Aunque Planck disminuyó las dificultades que se presentaban para comprender la radia-

ción del cuerpo negro, suponiendo que la energía era emitida intermitentemente por la fuente, se consideraba que esta radiación, una vez emitida, obedecía a todas las reglas de la teoría ondulatoria clásica propagándose desde su punto de origen en ondas esféricas. En 1903, sin embargo, ya era evidente que la teoría y la experiencia no estaban siempre de acuerdo. Se consideraba que la radiación era en todas partes continua, durante su propagación a través del espacio o de la materia, aunque las investigaciones sobre el efecto fotoeléctrico demostraban que podía llegar, a una zona diminuta de una placa metálica, suficiente energía como para emitir un electrón con alta velocidad cuya magnitud no dependía de ningún modo del valor de la iluminación, sino únicamente de su frecuencia.

En 1905, Einstein hizo una contribución fundamental pero radical a este asunto. Supuso, extendiendo las ideas de Planck, que la radiación, una vez emitida por la fuente, se movía en el espacio, no en forma de ondas, sino en paquetes compactos. Einstein postuló, de acuerdo con Planck, que cuando una fuente emite radiación de frecuencia ν, la emite sólo en unidades de magnitud $h\nu$, y también supuso que una restricción análoga gobierna el proceso de absorción de radiación. h es una constante idéntica a la constante de Planck, que tiene el mismo valor para todos los emisores y absorbentes; y ν es una frecuencia natural del emisor o absorbente. Como prácticamente todas las fuentes conocidas de radiación emiten luz de muchas longitudes de onda diferentes, quedaba implicado que dichas fuentes podían emitir cuantos de distintos tamaños —un tamaño para cada línea espectral monocromática—. En la emisión (o absorción) de un espectro continuo, debía existir un rango continuo de tamaños de cuantos. La emisión de un fotoelectrón por un átomo significaba, en consecuencia, que este átomo había absorbido uno de los fotones de energía radiante y por ello tenía suficiente energía como para emitir un electrón negativo con velocidad considerable.

No se siguió considerando un haz monocromático de luz como una corriente continua de energía radiante sino como un enjambre de fotones discretos, moviéndose uno tras otro con la velocidad de la luz y llevando cada uno una energía $h\nu$. En un haz compuesto las ν cubren un rango de valores.

Veamos ahora qué sucede, según la hipótesis de Einstein, cuando un haz de estos fotones incide sobre una placa metálica. Un átomo próximo a la superficie del metal puede ser golpeado por un fotón y absorber su energía $h\nu$. Enseguida el átomo excitado se libera de este exceso de energía emitiendo un electrón cuya energía cinética es $\frac{1}{2}mv^2 \gtrless h\nu$, dependiendo la cifra

exacta de cuán unido estaba el electrón al átomo. Como la luz incidente puede recorrer dentro del metal una distancia corta, el electrón emergente tiene que hacerse camino a través de varios átomos metálicos antes de alcanzar la superficie del metal (fig. 3-17). En este proceso, pierde un poco de su energía. Antes de salir de la placa tiene que tener aún suficiente energía como para efectuar el trabajo necesario que le permita liberarse completamente de la superficie; esto reduce todavía más la energía del electrón. Para aquellos electrones que son más fácilmente emitidos por los átomos y que se originan muy cerca de la superficie de la placa, Einstein propuso la siguiente ecuación:

$$\tfrac{1}{2}mv_m{}^2 = h\nu - W \qquad (15)$$

En esta fórmula W se interpreta como el trabajo necesario para arrancar uno de los electrones menos firmemente ligados de su átomo madre y de la superficie. Se lo considera más adecuadamente como un cierto calor de evaporación del electrón desde el metal y se designa a menudo como la función trabajo para el metal considerado. Además v_m se considera como una velocidad máxima de emisión de fotoelectrones por influencia de luz monocromática de frecuencia ν. Es previsible que la mayoría de los fotoelectrones, viniendo de regiones próximas a la superficie del metal, tendrán energías algo menores que la dada por la ecuación 15, que se refiere únicamente a la máxima energía de emisión.

14. Comparación entre la teoría y la experiencia

La última experiencia descrita en la fig. 3-16, que condujo a la ecuación 14, es obviamente una comprobación de la ecuación teórica 15. Teniendo en cuenta la ecuación 13 podemos escribir

$$eV_0 = h\nu - W = \tfrac{1}{2}mv_m{}^2 \qquad (16)$$

Esta igualdad se interpreta, leyéndola de izquierda a derecha, del siguiente modo. Es necesario un potencial de frenado V_0 para prevenir el escape de los fotoelectrones más rápidos cuya energía cinética al salir es numéricamente igual a eV_0. Esta energía se provee mediante la absorción de un cuanto de radiación en energía $h\nu$; pero, como es menester efectuar un trabajo W para arrancar el electrón de la superficie metálica,

la diferencia $h\nu - W$ aparece como energía cinética $\frac{1}{2}mv^2$ de uno de estos fotoelectrones.

★ La utilidad principal de las curvas de la fig. 3-18 está en la determinación de 1) la constante h de Planck, 2) el valor umbral de V_0 para cualquier metal particular, y 3) la función trabajo W. La ecuación 14 demuestra que la pendiente de la recta en la figura es $h/e = BC/CD$. Esta relación puede calcularse a partir de la figura, de modo que si se conoce e puede determinarse h. BC representa 2,4 voltios, ó $2{,}4 \times 10^8$ abvoltios; CD representa una frecuencia de 6×10^{14} seg^{-1}. Poniendo $e = 1{,}60 \times 10^{-20}$ abculombio, resulta

$$h = \frac{2{,}4 \times 10^8}{6 \times 10^{14}} \times 1{,}60 \times 10^{-20} \text{ ergios seg} = 6{,}4 \times 10^{-27} \text{ ergios seg}$$

Una de las mejores determinaciones, basada en métodos mucho más complicados que el descripto, es

$$h = (6{,}62363 \pm 0{,}00016) \times 10^{-27} \text{ ergios seg}$$

★ La frecuencia umbral, representada por el punto R, tiene diferentes valores para un metal dado, dependiendo del estado de la superficie con respecto al gas adsorbido, estructura cristalina, etc. Para el cinc nuestro gráfico indica la cifra 9×10^{14} seg^{-1} correspondiente a una longitud de onda

$$\frac{3 \times 10^{10} \text{ cm/seg}}{9 \times 10^{14}/\text{seg}} = 0{,}33 \times 10^{-4} \text{ cm} = 3300 \text{ A}$$

Varios investigadores han llegado a resultados para el cinc que van desde los 3.400 A hasta los 3.700 A. Sin embargo la posición de R no afecta la pendiente de la curva, de manera que los valores de h determinados experimentalmente no son afectados por las variaciones que se producen en el estado de la superficie.

★ Llamando ν_0 a la frecuencia umbral tenemos $W = h\nu_0$. Para el cinc resulta

$$W = 6.4 \times 10^{-27} \text{ ergios seg} \times 9 \times 10^{14}/\text{seg} = 5{,}8 \times 10^{-12} \text{ ergios}$$

Expresando esta cantidad en electrón-voltios, queda

$$W = \frac{5{,}8 \times 10^{-12} \text{ ergios}}{1{,}6 \times 10^{-12} \text{ ergios/ev}} = 3{,}6 \text{ ev}$$

es decir, el trabajo necesario para arrancar un electrón del metal es igual al trabajo efectuado sobre un electrón cuando cae a través de una caída de potencial de 3,6 voltios. Las determinaciones experimentales dan valores comprendidos entre 3,3 y 3,6 ev, según las circunstancias.

⋆ **El trabajo de extracción termoiónico.** Es sabido, por las investigaciones de O. W. Richardson, que la corriente eléctrica en la unidad de área de un metal calentado a la temperatura absoluta T, es, con una buena aproximación,

$$i = 120T^2e^{-W/kT} \qquad (17)$$

donde i está expresada en amp/cm², W en ergios, y k es la constante de los gases por molécula. En unas pocas determinaciones cuidadosas se halló que el valor de W obtenido mediante la emisión termoiónica concuerda con el obtenido mediante estudios fotoeléctricos. Por ejemplo, Dubridge obtuvo los valores 6,27 y 6,30 ev, para platino desgasificado, usando ambos métodos, respectivamente.

15. El significado de la ecuación de Einstein

A grandes rasgos, la teoría esquematizada en las secciones anteriores explica admirablemente los resultados experimentales obtenidos en la emisión fotoeléctrica. Los detalles más finos del proceso dejan lugar a la especulación.

La interpretación de Einstein de la ecuación 15 parece resolver algunos problemas pero crea otras dificultades. Como hemos visto, Einstein supuso no solo la emisión de un cuanto de energía por una fuente elemental, sino que además este cuanto continúa intacto al alejarse de su fuente como un proyectil, hasta su completa absorción por algún átomo o molécula. Los hechos experimentales que parecían reforzar este punto de vista eran la existencia de la frecuencia umbral y el comienzo del fotoefecto mucho antes de que un solo átomo pudiera acumular la energía $h\nu$ a partir de una onda electromagnética esférica. Los resultados referentes al límite de bajas frecuencias para el efecto fotoeléctrico indicaban que la absorción de energía que conducía a la emisión de un electrón no podía ser gradual sino instantánea y completa, ya que la absorción prolongada de radiación cuya frecuencia sea demasiado baja es totalmente ineficaz para arrancar fotoelectrones. Una vez aceptado esto, los hechos relativos a los fotoelectrones arrancados de superficies indicaban que la energía radiante

absorbida por un átomo individual tenía que llegar al átomo en la forma concentrada de un solo fotón. Las experiencias con dispersión de rayos X (pág. 165) confirman esta opinión. Tan convincentes parecían estas consideraciones que por un tiempo los físicos se sintieron inclinados a abandonar el punto de vista clásico. Por otra parte, la teoría ondulatoria clásica de la luz da una interpretación simple de todos los fenómenos de interferencia. En la sección 16 presentaremos un intento de reconciliación que tuvo una aceptación considerable durante un tiempo pero que no puede probablemente ser aceptado en la forma enunciada aquí, debido a los trabajos recientes de Dirac y de otros investigadores.

16. Reconciliación parcial entre los aspectos ondulatorio y corpuscular de la luz

El "campo fantasma" de Einstein. Tratando de ubicar las teorías corpuscular y ondulatoria de la luz en un esquema comprensible, Einstein reinterpretó los campos magnético y eléctrico que acompañan un rayo de luz. Es bien sabido que, según la teoría electromagnética, la densidad de energía radiante en un punto del espacio es proporcional a $E^2 + H^2$, siendo E y H las intensidades de campo magnético y eléctrico en ese punto (apéndice 9, ref. 82, pág. 53). Einstein sugirió, sin embargo, que $E^2 + H^2$ era una medida del número promedio de fotones por unidad de volumen. Dicho de otro modo podemos considerar esta cantidad como una medida de la probabilidad de que un fotón esté en el punto en cuestión. Esta idea de que el campo electromagnético no tenía energía de por sí sino que actuaba solo como un "campo fantasma" para dirigir las partículas, era bastante extraña para ser aceptada con entusiasmo la primera vez que se la formuló. Sin embargo cuando en 1926 Max Born mostró la fecundidad de un punto de vista similar con respecto a las ondas y partículas materiales (capítulo VI), la idea fue rápidamente aceptada, no solo como lazo de unión entre las teorías ondulatoria y corpuscular de la luz, sino también como explicación de la naturaleza de la luz y la de la materia.

De acuerdo con esta teoría "probabilística" de la luz debemos considerar que, cuando un punto luminoso emite luz, se envían fotones en todas direcciones. Además, en lugar de decir, con el lenguaje de propaganda de ondas esféricas, que la iluminación es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, tenemos que decir que el número promedio de

partículas que atraviesa un área dada disminuye al aumentar la distancia a la fuente, simplemente porque tenemos un número definido de fotones que se propagan sobre un área mayor a medida que nos alejamos de la fuente. No podemos nunca especificar exactamente cuántos fotones incidirán sobre un área dada en la unidad de tiempo, como tampoco podemos predecir exactamente cuántas moléculas de oxígeno existen en un centímetro cúbico cualquiera de ese gas. En otras palabras, aunque no podemos afirmar que la iluminación a 2 metros de la fuente será exactamente un cuarto de la correspondiente a 1 metro de distancia, podemos decir que la probabilidad de que sobre una superficie dada incida un fotón a una distancia de 2 metros es precisamente un cuarto de la probabilidad de que sobre una superficie igual incida uno a una distancia de 1 metro.

Experiencias con luz débil. En vista de la escasa población de fotones a grandes distancias de una fuente, muchos investigadores han ensayado experiencias con luz muy débil, con la esperanza de obtener algunos efectos irregulares. Todos los experimentos han demostrado, sin embargo, que cualquier efecto de interferencia obtenido con luz muy débil es exactamente el mismo que el obtenido con luz intensa. Otras experiencias indican que el comportamiento de los fotones no se ve apreciablemente influido por la presencia de fotones próximos tales como los que existen en un intenso haz de luz.

En algunos aspectos, la descripción de Einstein de los fenómenos ópticos puede parecer completamente artificial. Debemos recordar, sin embargo, que las leyes de física son generalizaciones de las experiencias. Por ejemplo, las leyes de la mecánica de Newton fueron formuladas como consecuencia de experiencias y observaciones con objetos de gran masa y, aunque quisiéramos aplicar estas mismas leyes a los fotones, no existe ninguna justificación experimental para tal procedimiento. En cambio debemos tratar de generalizar las observaciones con fotones para establecer las leyes que gobiernan su comportamiento, del mismo modo como procedió Newton para objetos de gran masa. La teoría de la probabilidad de Einstein justamente realiza esto. Dicha teoría implica que nunca se puede establecer por adelantado la historia completa de la vida de un fotón individual. Solo se puede predecir la probabilidad de que incida sobre un área dada, y la observación nos muestra que esta probabilidad es proporcional a $E^2 + H^2$, como resulta tomando por base una teoría ondulatoria. El lector queda disculpado si se siente inclinado a rechazar este

abandono de la ley exacta. Sucede que estamos trabajando con una falta inevitable de "poder resolvente", inherente a todas nuestras observaciones de fenómenos físicos.

Según se mencionó en la pág. 103, la interpretación del "campo fantasma" no es totalmente satisfactoria. Dirac y otros investigadores, en una serie de artículos comenzados en 1927, han formulado, con ayuda de una extensión de la mecánica ondulatoria, una reconciliación más aceptable entre los aspectos corpuscular y ondulatorio de la luz.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 18, 44, 51, 53, 55, 57, 82 (pág. 53), 87 (pág. 83), 106, 107.

PROBLEMAS

1. ¿Cuáles serán las posiciones angulares de los distintos órdenes de una línea espectral a los 5.893 A, usando una red de difracción que tiene 3.000 líneas/cm, con incidencia normal?

2. Una fuente monocromática de luz es registrada en una placa fotográfica ordinaria después de atravesar una red de difracción de vidrio que posee 8.000 líneas/cm. La luz incide normalmente sobre la red. Si se forma una imagen a un ángulo de 33° respecto de la imagen central, ¿cuáles son sus posibles longitudes de onda? ¿Cómo podría usted comprobar cuál de éstas es?

3. Una red óptica reflectora plana tiene 6.000 líneas/cm. Se hace incidir normalmente sobre ella luz monocromática cuya longitud de onda es 4.860 A. ¿A qué ángulo aparecerá el espectro de primer orden? ¿Cuál es el número máximo de órdenes que puede observarse?

4. Expresar las siguientes longitudes de onda en centímetros, usando potencias de 10: 4 U. X., 20μ, 75 A, 7mm, 3 km.

5. El carborundo, uno de los mejores emisores de energía radiante que puede llevarse a la incandescencia al aire libre, tiene a 1.000°K un poder emisor R de aproximadamente 4,87 vatios/cm^2. ¿Cuál es la fracción absorbida de la radiación proveniente de un cuerpo negro a 1.000°K que incide sobre un trozo de carborundo?

6. ¿Cuántas reflexiones se requieren en *a*) una cavidad de tungsteno, *b*) una cavidad de carbón, para reducir la intensidad de un haz incidente al 5 % de su valor inicial?

7. Un trozo de carbón incandescente a 2.000° K se refleja en una superficie pulida de tungsteno a 2.000°K; ¿cómo se compara la suma del brillo del tungsteno normal y del carbón reflejado con el de un cuerpo negro a 2.000°K? (Suponer que la reflectividad del tungsteno es 0,6, y considerar que el carbón irradia el 80 por ciento de la potencia de un cuerpo negro.)

8. Sabiendo que la temperatura de operación de un filamento de tungsteno en una lámpara de vacío es 2.450°K y que su poder emisor para luz visible es el 30 por ciento del correspondiente a un cuerpo negro a la misma temperatura, hallar el área del filamento de tungsteno de una lámpara de vacío de 25 vatios.

9. La tierra recibe energía solar sobre una superficie normal a los rayos incidentes, a la velocidad del 1,94 cal/(cm²min). ¿Cuál sería la temperatura de un cuerpo negro que irradiara energía con la misma velocidad?

10. La superficie total de la tierra es el cuádruplo de la superficie proyectada que ofrece a la radiación solar. La velocidad promedio de incidencia de radiación solar por unidad de área sobre la tierra es por consiguiente un cuarto de la velocidad máxima por unidad de área, ó 0,485 cal/(cm²min). Suponiendo que la tierra como un cuerpo negro, vuelve a irradiar energía en el espacio con la misma velocidad promedio, ¿cuál sería la temperatura de su superficie?

11. Calcular el número de fotones de luz amarilla de longitud de onda 0,6 μ necesarios para formar un ergio de energía.

12. Suponiendo que la longitud promedio de la radiación emitida por una lámpara de vacío de 25 vatios con filamento de tungsteno es aproximadamente 1,2 μ, calcular su velocidad de emisión de fotones.

13. Sabiendo que la velocidad de emisión de energía por ciertas luciérnagas luminiscentes es 10 ergios/seg y que la mayor parte de la energía irradiada está dentro de los límites visibles del espectro, con una longitud de onda promedio de cerca de 0,57 μ, calcular la velocidad de emisión de fotones por dichas luciérnagas luminiscentes.

14. Un ojo normal adaptado a la oscuridad completa puede percibir, sobre un fondo negro, una fuente puntual de luz cuya radiación conste esencialmente de aquélla más eficiente en producir la visión, si la velocidad de incidencia de la radiación sobre la retina es aproximadamente 2×10^{-16} vatios. Sabiendo que la longitud de onda de mayor eficiencia es 0,555 μ, calcular la velocidad mínima de incidencia de fotones sobre la retina, necesaria para producir visión.

15. En un caso particular, los fotoelectrones más rápidos provenientes de una placa iluminada (placa *A*, fig. 3-15) se ven imposibilitados de llegar a *B* debido a un potencial de frenado de 2 voltios. Calcular *a*) la energía cinética inicial de los electrones; *b*) la temperatura de un gas cuyas moléculas tuvieran la misma energía cinética de traslación promedio.

16. Para el tantalio, el límite superior de longitud de onda al cual la radiación produce fotoelectrones es 2.974 A. Hallar la energía cinética que debería tener un electrón para escapar del metal. Expresar el resultado en ergios y en electrón-voltios.

17. ¿Cuál es el potencial de frenado necesario para evitar el pasaje de fotoelectrones desde *A* a *B*, fig. 3-15, si la placa *A* es de tantalio (ver problema 16) y la luz es la línea de arco de mercurio intenso correspondiente a los 2.536 A?

18. Calcular, basándose en la teoría de la propagación ondulatoria, el tiempo necesario para que un átomo que está sobre la superficie de un trozo de tantalio (ver problema 16) absorba suficiente energía proveniente de la radiación de una fuente de luz de 25 vatios a la distancia de 10 m, como para emitir un fotoelectrón. Suponer que el

átomo absorbe toda la radiación que incide normalmente sobre un área circular cuyo diámetro es 3 A.

19. Si el umbral fotoeléctrico para un metal particular es 3.600 A, ¿cuál será la energía de un electrón arrancado por una radiación cuya longitud de onda es 1.200 A?

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. Primer orden, 10° 11'; segundo, 20° 42'; tercero, 32° 2'; cuarto, 45° 0'; quinto, 62° 8'.
2. 6.808 A (rojo); 3.404 A (ultravioleta).
3. 16° 57'; 3.
4. 4×10^{-11} cm; 2×10^{-3}; $7{,}5 \times 10^{-7}$; $7 \times 10^{-1} \cdot 3 \times 10^{5}$.
5. 0,85.
6. *a*) 6; *b*) 2.
7. 88 %.
8. 0,403 cm².
9. 392°K.
10. 277°K (4°C).
11. 30×10^{10} fotones.
12. $1{,}51 \times 10^{20}$ por seg.
13. $2{,}9 \times 10^{12}$ fotones/seg.
14. Aproximadamente 600 fotones/seg.
15. *a*) $3{,}2 \times 10^{-12}$ ergios; *b*) 15.500°K.
16. $6{,}7 \times 10^{-12}$ ergios; 4,2 ev.
17. 0,72 voltios.
18. 475 seg.
19. 6,88 ev; $1{,}1 \times 10^{-11}$ ergios.

CAPÍTULO IV

EL MODELO DE BOHR DEL ÁTOMO

1. El espectro de hidrógeno

La serie de Balmer. A partir de las posiciones e intensidades de las innumerables líneas espectrales que registran sus instrumentos, el físico trata de construir una teoría del proceso producido dentro del átomo y la molécula. Para ser realmente aceptable, su teoría tiene que sobrevivir a cualquier prueba experimental a que pueda ser legítimamente sometida. A medida que su técnica se hace más minuciosa, el físico puede verse obligado a modificar o aun descartar sus primeras hipótesis. Inicialmente era de fundamental importancia descubrir empíricamente regularidades en los espectros, como punto de partida para el trabajo teórico. Hacia fines del siglo pasado, se conocían unas pocas regularidades, pero solo una puede ser considerada como origen de las teorías modernas. Era natural que los primeros intentos fructíferos de hallar la solución del problema fueran realizados con el más simple de los espectros, el del átomo de hidrógeno. Cuatro de las líneas más prominentes de su espectro visible corresponden a las líneas de Fraunhofer del espectro solar, y estas, debido a su espaciado regular, fueron denominadas Hα, Hβ, Hγ y Hδ, respectivamente. Las primeras investigaciones en el ultravioleta extendieron esta serie a 11 líneas y más tarde se llegó hasta 35 líneas mediante el estudio de los espectros de absorción estelares. La figura 4-1 es una fotografía del espectro de emisión del hidrógeno, y la fig. 4-2 muestra su espectro de absorción. Repetidas veces se trató de hallar relaciones armónicas entre estas líneas, semejantes a las que existen entre los sonidos musicales. La analogía con los sonidos musicales desgraciadamente resultó engañosa en muchos aspectos. En 1884, sin embargo, Balmer dedujo una expresión algebraica que significaba un gran avance. Balmer halló que las longitudes de onda de las líneas de hidrógeno, comenzando por Hα podían expresarse mediante la fórmula

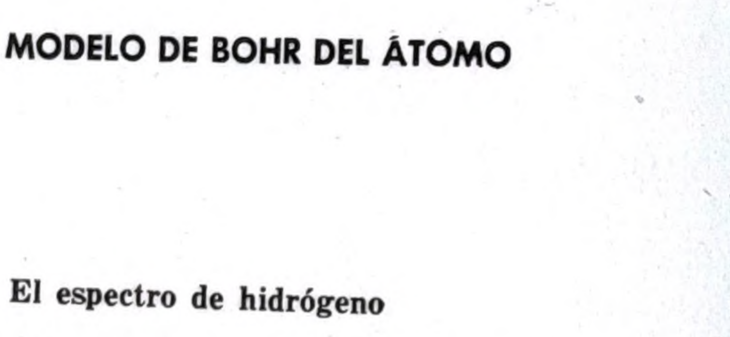


FIG. 4-1. Espectros de emisión del hidrógeno (*según Hulburt y Wood*). El espectro inferior cubre la misma región que la parte izquierda del espectro superior, pero, está aumentado 5 veces y fue obtenido con una exposición mucho más larga.

FIG. 4-2. Espectro de absorción del hidrógeno (*según Curtiss*).

$$\lambda = \frac{3645{,}6n^2}{n^2 - 4} \qquad n = 3, 4, 5, \cdots \tag{1}$$

donde λ es la longitud de onda en unidades angstrom y n toma sucesivos valores enteros. La concordancia entre las longitudes de onda observadas y las calculadas con la fórmula anterior, se ve en el cuadro 4-1.

CUADRO 4-1. LONGITUDES DE ONDA DE LAS LÍNEAS CORRESPONDIENTES A LA SERIE DE BALMER DEL HIDRÓGENO.

Línea	n	*Observado por Balmer (angstroms)*	*Calculado por Balmer (angstroms)*	*Observado por W. E. Curtis (1914) (angstroms)*
Hα	3	6.562,10	6.562,08	6.562,79
Hβ	4	4.860,70	4.860,80	4.861,33
Hγ	5	4.340,10	4.340,10	4.340,47
Hδ	6	4.101,30	4.101,20	4.101,74

Podríamos indicar una línea espectral por su frecuencia o por su longitud de onda pero este procedimiento nos haría manipular números demasiado grandes. Es conveniente desde el punto de vista teórico indicar una línea espectral dando su número de onda, simbolizado generalmente mediante la letra griega $\tilde{\nu}$. Recordamos al lector que la tilde sobre el símbolo se usa para distinguir el número de onda $\tilde{\nu}$ de la frecuencia ν. Rydberg expresó la fórmula de Balmer en función de los números de onda, reduciéndola a la forma

$$\tilde{\nu} = R_H\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad n = 3, 4, 5, \cdots \qquad (2)$$

donde $\tilde{\nu}$ es el número de onda y $R_H = 109.678\ \text{cm}^{-1}$, aproximadamente. El número de onda aumenta con n para líneas sucesivas y tiende a $(R/2^2)$. Se llama *serie* a una sucesión de líneas relacionadas entre sí en un espectro. En la fórmula de Rydberg los números de onda de las líneas de una serie se expresan como diferencia entre dos cantidades, o *términos* como se los suele llamar, una de las cuales es constante para la serie, mientras la otra representada por $1/n^2$, varía de una línea a la próxima.

Las series de Lyman y Paschen. Se han descubierto otras series además de la de Balmer, en el espectro de hidrógeno. Lyman halló una en el extremo ultravioleta, representada con exactitud mediante una fórmula análoga a la de la serie de Balmer, excepto el término constante, a saber

$$\tilde{\nu} = R_H\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad n = 2, 3, 4, \cdots \qquad (3)$$

Paschen descubrió una serie similar, en el infrarrojo, representada por la fórmula

$$\tilde{\nu} = R_H\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad n = 4, 5, 6, \cdots \qquad (4)$$

Existen todavía dos series más, llamadas de Brackett y Pfund, respectivamente, expresadas por fórmulas semejantes, con 4^2 y 5^2 en lugar de 3^2. Las series de Lyman, Balmer y Paschen se pueden ver en escala de longitudes de onda en la fig. 4-3. La similitud de estas series no deja duda de que existe aquí una clave para descubrir la naturaleza del átomo.

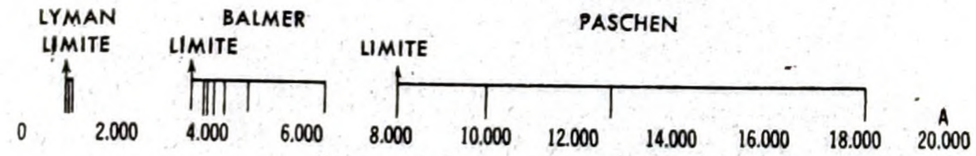


FIG. 4-3. Posiciones de algunas de las líneas importantes de las series de Lyman, Balmer y Paschen del hidrógeno, en escala de longitudes de onda.

★ **El principio de Ritz.** En 1908 Ritz postuló una relación general entre las líneas espectrales de un átomo o ion dado. Dicha relación establecía que se podían predecir líneas cuyos números de onda fueran suma o diferencia de los de dos líneas ya conocidas. Como ejemplo: la diferencia entre el número de onda de la línea Hα. $\tilde{\nu} = R_H[(\frac{1}{2})^2 - (\frac{1}{3})^2]$, y el de la $H\beta$ línea , $\tilde{\nu} = R_H[(\frac{1}{2})^2 - (\frac{1}{4})^2]$, es el número de onda de la primera línea de la serie de Paschen, $\tilde{\nu} = R_H[(\frac{1}{3})^2 - (\frac{1}{4})^2]$. El significado y limitaciones de este principio se verán en la discusión de la pág. 116.

El reconocimiento de varias series en el espectro de hidrógeno indujo a intentos similares en los espectros de otros elementos. Rydberg fue sumamente afortunado pues, al analizar los espectros de los elementos alcalinos, descubrió fórmulas análogas a las de la serie de hidrógeno. El descubrimiento de estas fórmulas empíricas es una historia interesante pero, para mostrar su fundamento físico, daremos a continuación la explicación de Bohr sobre el espectro del hidrógeno atómico.

2. Teoría de Bohr del átomo de hidrógeno

El núcleo atómico. La identificación del electrón y el protón, así como las experiencias sobre dispersión de partículas alfa mediante núcleos atómicos, han demostrado claramente que el modelo mecánico más satisfactorio del átomo, al menos desde el punto de vista físico, es el de un núcleo positivamente cargado alrededor del cual giran electrones. Según el modelo de Bohr, un átomo se asemeja a nuestro sistema planetario con su núcleo en lugar del sol y los electrones como planetas. Para nuestros propósitos actuales estos cuerpos pueden considerarse como partículas puntuales con masa, ya que las distancias entre ellos son extremadamente grandes comparadas con sus diámetros. Se considera que el átomo de hidrógeno consta de un solo protón como núcleo y de un electrón

planetario. Un átomo de helio consistiría entonces en un núcleo cuya masa fuera cuatro veces la del protón y su carga, el doble de la del electrón y dos electrones planetarios.

Base experimental de la teoría de Bohr. En el capítulo III se vio que, para explicar la distribución de intensidades en el espectro continuo de un cuerpo negro, Planck llegó a la conclusión de que el intercambio de energía entre materia y radiación se produce en cantidades discretas que llamó cuantos. La energía radiante es $h\nu$ por cuanto, donde ν es la frecuencia de la radiación y h es la constante universal de Planck, $6{,}624 \times 10^{-27}$ ergios seg. Este mecanismo de radiación, así como el modelo nuclear del átomo, está en contradicción directa con la electrodinámica clásica que predice que un cuerpo cargado irradia únicamente cuando se lo acelera. Un electrón, girando alrededor de un núcleo cargado positivamente, tiene una aceleración centrípeta como consecuencia de la cual, según la teoría electromagnética clásica, emitiría radiación a expensas de su energía mecánica. Gradualmente se movería en espiral hacia el núcleo. La frecuencia de la radiación aumentaría al moverse el electrón más y más rápido hasta que finalmente caería en el núcleo.

Hipótesis fundamentales de Bohr. En 1913 Bohr formuló una teoría para explicar el espectro del hidrógeno atómico, para lo cual hizo dos hipótesis que estaban en directa contradicción con la teoría clásica. Postuló la existencia de un número limitado de órbitas estables o estados estacionarios con respecto al núcleo, en los cuales un electrón puede permanecer sin irradiar. Cada uno de estos estados estacionarios corresponde, por supuesto, a una energía total diferente del sistema núcleo-electrón. Cuando se somete el átomo que está en un tal estado estacionario a una perturbación transitoria —un choque con un electrón, con otro átomo, o con un fotón— su electrón puede *a*) volver a la órbita original, *b*) pasar a otro estado estacionario, o *c*) alejarse por completo de la influencia del núcleo. Un átomo en un estado estacionario puede, además, pasar a cualquier estado disponible de inferior energía irradiando un fotón. En todos estos casos el átomo debe absorber (o entregar) una cantidad de energía igual a la diferencia de energía entre sus estados inicial y final. Expresado como ecuación, si E_1 y E_2 representan las energías de los estados inferior y superior, respectivamente, la energía perdida o ganada por el átomo, según la dirección del cambio,

está dada por

$$h\nu = E_2 - E_1 \tag{5}$$

Las órbitas de Bohr. Bohr comenzó suponiendo, por simplicidad, que el electrón se mueve en un círculo, y calculó las dimensiones de sus órbitas estacionarias. Como se había demostrado que la masa del electrón era mucho menor que la del protón, supuso al principio que el núcleo está prácticamente en reposo con respecto al observador. El electrón es mantenido en su órbita por la atracción electrostática del núcleo. Esta fuerza electrostática, en realidad, es la fuerza centrípeta necesaria para mantener al electrón en una órbita circular mientras se mueve alrededor del núcleo; es decir,

$$Ze^2/a^2 = m\omega^2 a = mv^2/a \tag{6}$$

donde Ze es la carga nuclear, $-e$ es la carga electrónica, a es la distancia entre sus centros, y ω es la velocidad angular del electrón. Para el hidrógeno, la carga nuclear es $+e$; en consecuencia $Z = 1$. En lo que se refiere a la ecuación 6 cualquier radio y, por consiguiente, cualquier energía, resultan posibles. Si así fuera, el hidrógeno podría emitir líneas espectrales de frecuencia cualquiera en virtud de la ecuación 5. Esta conclusión, por supuesto, está en total desacuerdo con la experiencia; Bohr halló que su modelo daba las frecuencias medidas para el hidrógeno atómico si se elegían órbitas fijas tales que el impulso angular $I\omega$ del electrón, en cualquier estado estacionario, era un múltiplo exacto de $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck e I, el momento de inercia del electrón alrededor del núcleo. Es decir, el impulso angular del n-ésimo estado estacionario resulta

$$I\omega = m\omega a^2 = nh/2\pi \quad \text{o} \quad (mv)(2\pi a) = nh \tag{7}$$

siendo n el número cuántico. Esto se expresa diciendo que el impulso angular está cuantificado, y la ecuación 7 es la condición de cuantificación. En general, se dice que cualquier variable física está cuantificada cuando está restringida (en la naturaleza) a un conjunto definido de valores discretos. Mediante las ecuaciones 6 y 7 podemos determinar inmediatamente el radio y las velocidades lineal y angular del electrón en cada estado estacionario, en función de constantes universales que han sido determinadas experimentalmente, y del número cuántico n. Estas constantes son:

$$a_n = \frac{n^2h^2}{4\pi^2 mZe^2} \qquad \omega_n = \frac{8\pi^3 mZ^2e^4}{n^3h^3} \qquad v_n = a_n\omega_n = \frac{2\pi Ze^2}{nh} \tag{8}$$

Podemos ahora calcular la energía correspondiente al n-ésimo estado estacionario. Suponiendo que la energía potencial V es nula cuando el electrón está en el infinito, el potencial eléctrico a la distancia a del núcleo sería Ze/a por unidad (positiva) de carga. En consecuencia, siendo $-e$ la carga del electrón, su energía potencial a una distancia a del núcleo resulta

$$V = -\frac{Ze^2}{a} = -\frac{4\pi^2 mZ^2e^4}{n^2h^2} \tag{9}$$

Además, la energía cinética es

$$T = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{2\pi^2 mZ^2e^4}{n^2h^2} \tag{10}$$

Sumando las energías cinética y potencial obtenemos la energía total del átomo en el n-ésimo estado estacionario,

$$E_n = V + T = -\frac{2\pi^2 mZ^2e^4}{n^2h^2} \tag{11}$$

La variación de energía cuando el átomo salta entre dos estados estacionarios caracterizados por los números cuánticos n y n', está dada por el segundo postulado de Bohr que dice:

$$E_{n'} - E_n = h\nu = \frac{2\pi^2 mZ^2e^4}{h^2}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right) \tag{12}$$

Escribiendo nuevamente esta ecuación en función del número de onda $\bar{\nu} = \nu/c$, obtenemos finalmente

$$\bar{\nu} = \frac{2\pi^2 mZ^2e^4}{h^3c}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right) \tag{13}$$

Sustituyendo los valores de c, m, h y e (en unidades electrostáticas) que figuran en el ápendice 2, vemos que el factor que afecta al paréntesis vale $1{,}097 \times 10^5\ \text{cm}^{-1}$. Este valor coincide con la constante de Rydberg R_H que aparece en la ecuación 2. Bohr llegó así a la conclusión de que los términos de la forma de Rydberg de la ecuación de Balmer, eran una medida de las energías del átomo en estados estacionarios sucesivos (ecuación 5). El principio de Ritz (pág. 111) surgía así como una consecuencia natural. El estudiante debe comparar las ecuaciones 2 y 13 recordando que la primera se dedujo a partir de un estudio empírico del espectro de hidrógeno y la última mediante consideraciones puramente teóricas.

Interpretación del espectro de hidrógeno. Podemos visualizar ahora el proceso por el cual se producen las distintas series espectrales del hidrógeno. La ecuación 8 muestra que los radios de las sucesivas órbitas crecen como el cuadrado del número cuántico, según se puede apreciar en la fig. 4-4*a*. La órbita indicada $n = 1$ es llamada órbita normal y representa el estado estacionario del átomo no excitado. Por distintos procesos, tales como agitación térmica a altas temperaturas, o el choque con un electrón rápido o una partícula alfa, el electrón puede ser sacado de la órbita normal y, al alcanzar nuevamente el equilibrio, puede hallarse en cualquiera de los posibles estados estacionarios de mayor energía. El átomo, por tener más energía, es menos estable que antes. Quizás la proximidad de otro átomo o electrón puede ser suficiente para ionizarlo o hacer que pase a un estado estacionario de energía distinta. Si, por otra parte, no se perturba al átomo excitado, el electrón puede eventualmente caer hacia el núcleo hasta que alcanza la órbita normal o alguna otra intermedia. En este proceso la energía total del átomo disminuye, y esta pérdida de energía se irradia como un fotón de frecuencia ν, según la ecuación 5.

Niveles de energía. Aunque la fig. 4-4*a* con sus órbitas circulares es un modelo razonable del átomo de hidrógeno, debe observarse inmediatamente que nuestro conocimiento específico del átomo proviene de la energía emitida por el átomo en forma de radiación; por ello sería útil tener una representación del átomo en la cual las variaciones de energía que sufre se indicaran gráficamente de manera clara y cuantitativa. La figura 4-4*a* puede conducir a error puesto que la pequeña flecha que une las órbitas $n = 1$ y $n = 2$ representa en realidad una mayor variación de energía que la flecha más larga que une las órbitas $n = 3$ y $n = 4$. Las mayores variaciones de energía se producen entre las órbitas inferiores, debido a que el campo eléctrico próximo al núcleo es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia, y no sigue una variación lineal.

Para representar las variaciones de energía de un átomo sobre una escala lineal se acostumbra hacer un diagrama de energías, o diagrama de niveles de energía, como se muestra en la fig. 4-4*b*. En este esquema las líneas horizontales corresponden a las energías del átomo calculadas mediante la ecuación 11, medidas a partir de la línea de referencia indicada con cero en la parte superior. Nótese que todos los valores son negativos; que la línea inferior (de mayor valor negativo)

debe corresponder a $n = 1$ ya que n^2 aparece en el denominador; y que, a medida que se van dando a n valores sucesivamente mayores, la energía E_n (ecuación 11) toma valores sucesivamente menores en valor absoluto. Si hacemos n igual a infinito indicando con ello que el electrón está extraordinariamente lejos del núcleo, obtenemos el valor $E_\infty = 0$. En la parte derecha de la fig. 4-4*b*, se indican los valores correspondientes de estas energías negativas, en electrón-voltios.

Los grupos de flechas trazadas, desde estados de energía mayor hasta estados de energía menor, representan las distintas series (Lyman, Balmer, etc.) de emisión de líneas. Como el diagrama fue representado sobre una escala vertical lineal, las longitudes de estas flechas son cuantitativamente proporcionales a las correspondientes variaciones de energía. La energía de aquella línea de la serie de Lyman que posee la energía mínima es evidentemente $-3{,}40 - (-13{,}60)$, o sea alrededor de 10,20 ev. De igual modo la energía de la línea de la serie de Balmer que posee la energía máxima, correspondiente a la fecha más larga, sería $0 - (-3{,}40)$, o sea 3,40 ev. Según muestran los restantes rótulos de la fig. 4-4*b*, las diferencias de energía pueden indicarse también mediante números de onda o longitud de onda. Sin embargo, las energías atómicas se expresan comúnmente en electrón-voltios; en las páginas subsiguientes se usarán frecuentemente diagramas de energía en escala de electrón-voltios.

3. Extensiones de la teoría

Órbitas elípticas. Hemos llegado a las anteriores conclusiones sobre estructura y comportamiento del átomo de hidrógeno, basándonos únicamente en órbitas circulares. A pesar de ello sabemos que, cuando una partícula se mueve alrededor de un centro fijo por el cual es atraída con una fuerza que varía en razón inversa al cuadrado de la distancia, su órbita es una elipse, siendo uno de sus focos el cuerpo central. Una órbita circular no es más que un caso particular. Sommerfeld, apoyado en las hipótesis de Bohr, llegó al mismo tipo de ecuaciones para órbitas elípticas en las cuales el núcleo ocupa uno de los focos. En este caso, sin embargo, es necesario utilizar dos números cuánticos en lugar del indicado con n en la ecuación 7. El primero de ellos se refiere al impulso angular del electrón en su órbita elíptica. Restringe los posibles valores de impulso angular a múltiplos enteros de $h/2\pi$, de manera

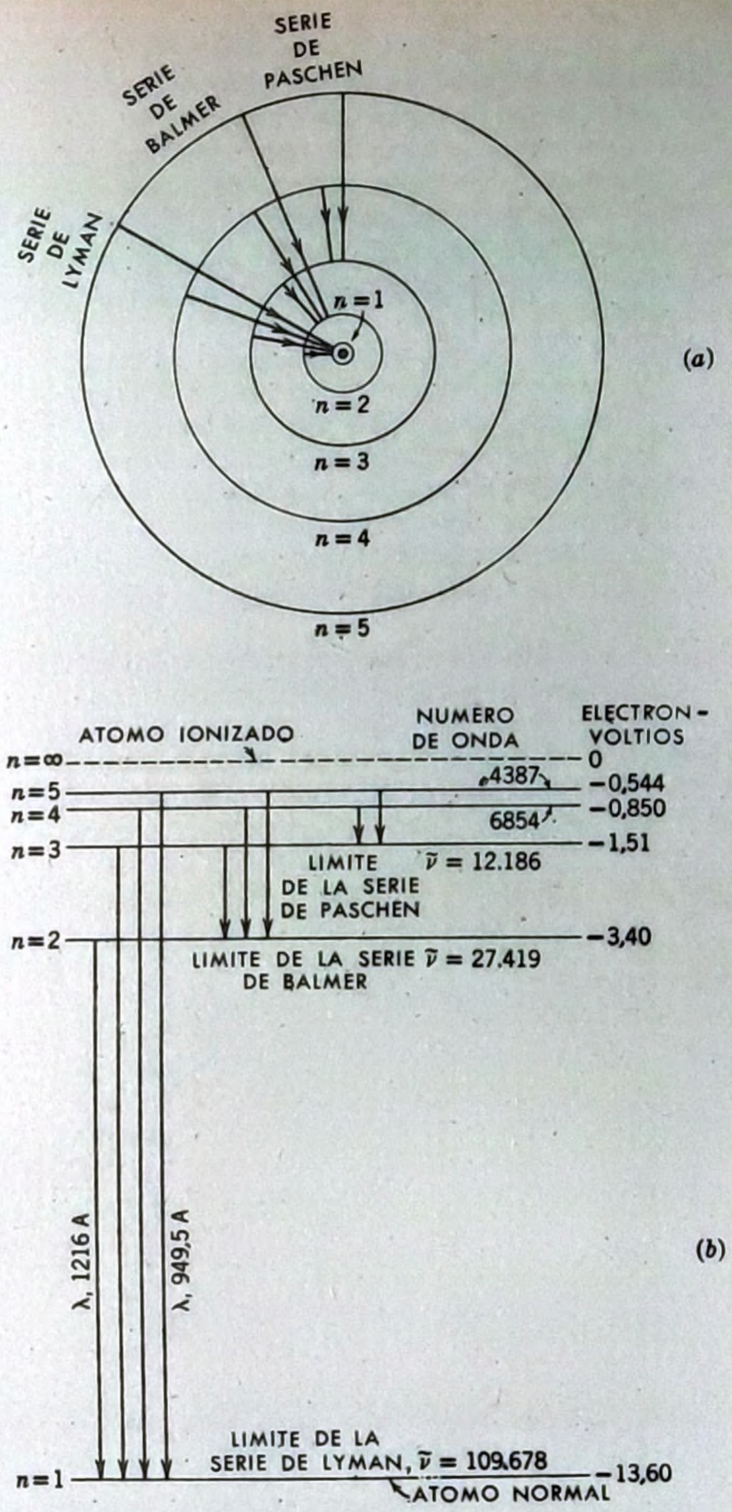


FIG. 4-4. *a*) Órbitas circulares de Bohr para el hidrógeno, indicando las transiciones que producen las series de Lyman, Balmer y Paschen. *b*) Representación de los niveles de energía correspondientes a las transiciones indicadas en *a*).

que el impulso angular resulta igual a $kh/2\pi$, donde k es un entero llamado número cuántico azimutal.

El segundo número cuántico se introduce para restringir el impulso radial del electrón. Como es obvio, cuando un electrón se mueve en una órbita elíptica, debe alternativamente aproximarse al núcleo y alejarse de él. Si multiplicamos el impulso radial promedio por la variación total del radio durante una revolución completa (sumando tanto el aumento como la disminución), obtenemos una cantidad que se hace igual a $n_r h$, donde n_r puede valer cero o un número entero y es llamado número cuántico radial. La suma de los números cuánticos azimutal y radial es designada número cuántico total o principal n, que ha sido usado en las ecuaciones 7 a 13. Esta designación concuerda con la teoría más simple, enunciada antes, puesto que $n_r = 0$ para una órbita circular y n resulta idéntico al número cuántico azimutal.

Efecto que produce la masa variable del electrón. Aun con esta correción la teoría no puede explicar *todos* los detalles finos del espectro de hidrógeno. Debido a la variación de masa producida al variar la velocidad del electrón (pág. 37), toda órbita elíptica en un átomo de hidrógeno experimenta una lenta precesión, de manera que el eje mayor de la elipse cambia su posición en el espacio y el electrón describe una órbita llamada roseta (fig. 4-5). En resumen, el efecto de

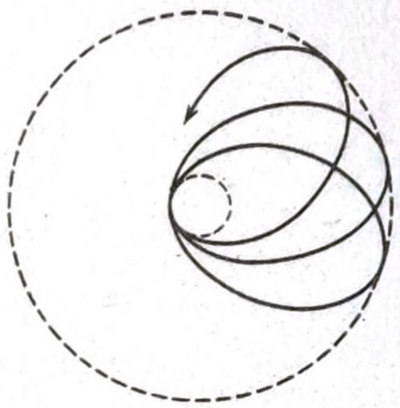


FIG. 4-5. Movimiento de precesión relativista de una órbita elíptica en el átomo de hidrógeno.

variación de la masa es el mismo que se obtendría al aplicar una pequeña fuerza atractiva, a más de la fuerza de atracción inversamente proporcional a la distancia. La velocidad promedio de rotación del eje depende del valor del número cuántico

azimutal k. En consecuencia, la energía depende en cierto modo de este número cuántico. Como resultado, cada uno de los términos descriptos por la ecuación 11 y caracterizado por un valor definido de n se desdobla en varios términos muy próximos entre sí, con excepción del término inferior $n = 1$, que permanece simple. Por ello cada línea de la serie de Balmer es remplazada por un grupo de varias líneas muy próximas. El modelo del átomo de Bohr pudo así explicar con todo detalle la serie espectral del hidrógeno descripta en la sección 2.

Lamb y Retherford hallaron otro tipo de corrección a efectuar para determinar la energía del átomo de hidrógeno. Mediante espectroscopía de microondas encontraron pequeños desplazamientos en los niveles espectrales de las posiciones predichas, debidos a una interacción entre el átomo y el campo de radiación (ver apéndice 9, ref. 40).

Serie espectral del ion de helio. Pickering halló en ciertas nebulosas una serie del tipo de la de Balmer, cuyo término variable es $R/(m+\frac{1}{2})^2$, donde m es un número entero *; Fowler, usando una mezcla de hidrógeno y helio encontró una serie análoga en la cual el término constante resulta $R/(1,5)^2$.

Ambas fueron en un principio atribuidas al hidrógeno, pero no encajan en el esquema descripto más arriba, y el valor experimental de R no concuerda totalmente con el valor correspondiente al hidrógeno. Bohr atacó el problema de las series de Pickering y Fowler y demostró que son debidas al helio simplemente ionizado, He^+; es decir, un átomo de helio despojado de uno de sus dos electrones. Este átomo tiene la misma estructura que un átomo de hidrógeno excepto que su núcleo tiene una masa cuádruple y una carga nuclear doble. Para calcular la energía del helio simplemente ionizado debemos modificar las ecuaciones 9 y 13, ya que para el helio, $Z = 2$. Los valores de energía se multiplican entonces por 4. La ecuación 13 toma la forma

$$\nu = 4R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right) \qquad m = n+1, n+2, \cdots \tag{14}$$

La ecuación de la serie de Pickering puede escribirse

$$\tilde{\nu} = 4R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{(2m+1)^2}\right) \qquad m = 2, 3, \cdots \tag{15}$$

* Ya hemos usado m para indicar la masa del electrón, pero esta nueva acepción del símbolo no debe producir confusión.

En consecuencia, resulta parte de la serie representada por la ecuación

$$\tilde{\nu} = 4R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{m^2}\right) \qquad m = 5, 6, \cdots \tag{16}$$

Las líneas que completan la serie coinciden aproximadamente con las líneas del hidrógeno y fueron, por ello, descuidadas al principio. La serie de Fowler también se debe al helio y se explica de manera análoga.

Movimiento del núcleo. Cuidadosas mediciones han demostrado que existen pequeñas diferencias entre las líneas menos obvias de la serie de Pickering y las de la serie de Balmer. Estas discrepancias se aclaran si volvemos a una de las hipótesis hechas en la deducción de las ecuaciones de Bohr, a saber, que el núcleo está en reposo con respecto al observador. Evidentemente, ambos giran en derredor de su común centro de masa. Para tomar en cuenta este movimiento debemos remplazar la masa m del electrón por la masa efectiva del sistema. Esta cantidad se define como

$$\mu = \frac{m}{1 + (m/m')} \tag{17}$$

donde m' y m son las masas del núcleo y electrón, respectivamente.

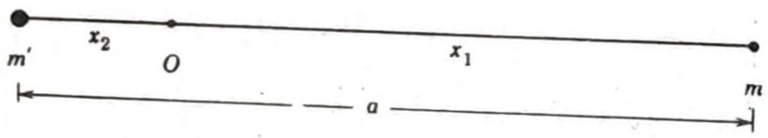


Fig. 4-6.

★ Para calcular la masa efectiva se puede proceder así: en la fig. 4-6, el electrón y el núcleo están a distancias x_1 y x_2 del centro de masa O. En virtud de la ley de impulsos $x_1/x_2 = m'/m$, de manera que

$$x_1 = \frac{a}{1 + (m/m')}, \qquad x_2 = \frac{m}{m'}\frac{a}{1 + (m/m')}.$$

El impulso angular total del sistema con respecto a O resulta, en función de la velocidad angular ω,

$$mx_1^2\omega + m'x_2^2\omega = \frac{m}{1 + (m/m')}a^2\omega = \mu a^2\omega$$

Entonces la ecuación 13 debe ser *sustituida* por

$$\tilde{\nu} = Z^2\frac{2\pi^2\mu e^4}{h^3c}\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{n'^2}\right) \tag{13a}$$

El factor

$$R = \frac{2\pi^2\mu e^4}{h^3c} \tag{18}$$

es llamado constante de Rydberg para la masa nuclear m'. Esta constante tiende a R. cuando m' se hace infinita y es llamada constante de Rydberg para masa infinita. El efecto que produce la variación de masas nuclear sobre la longitud de onda se muestra más abajo en las llamadas líneas "perdidas" de la serie de Pickering y las correspondientes de la serie de Balmer:

$H\alpha$	6563,0 A	He^+	(m = 6)	6560,1 A
$H\beta$	4861,5	He^+	(m = 8)	4859,3
$H\gamma$	4340,6	He^+	(m = 10)	4338,7
$H\delta$	4101,9	He^+	(m = 12)	4100.0

Si no se tuviera en cuenta el movimiento del núcleo las longitudes de onda de las líneas que figuran en ambas columnas deberían coincidir.

★ La ecuación 15 da los números de onda únicamente para los valores impares de m en la ecuación 16. La tabla anterior proporciona las líneas espectrales correspondientes a valores pares de m que, según hemos dicho, no fueron considerados al principio debido a su proximidad a las líneas de la serie de Balmer, las que se incluyen en el cuadro para compararlas.

Hidrógeno pesado. El descubrimiento del deuterio o hidrógeno pesado efectuado por H. C. Urey proporciona más datos sobre la variación en el valor de la constante de Rydberg debida a la masa efectiva. El átomo de deuterio, que posee esencialmente el doble de la masa del átomo de hidrógeno, tiene una masa efectiva *mayor* que este último. Por ello las longitudes de onda de las líneas en la serie de Balmer del deuterio (simbolizadas por $H^2\alpha$, $H^2\beta$, etc.) son *menores* en 1

ó 2 unidades angstrom que las correspondientes líneas de la serie del hidrógeno. La figura 4-7 muestra el espectro de segundo orden del $H^{2}\beta$ tomado con una red cóncava de 21 pies, cuya dispersión era de 1,31 A/mm. En el centro se ve la línea $H^{1}\beta$ del hidrógeno mientras a la izquierda, y muy

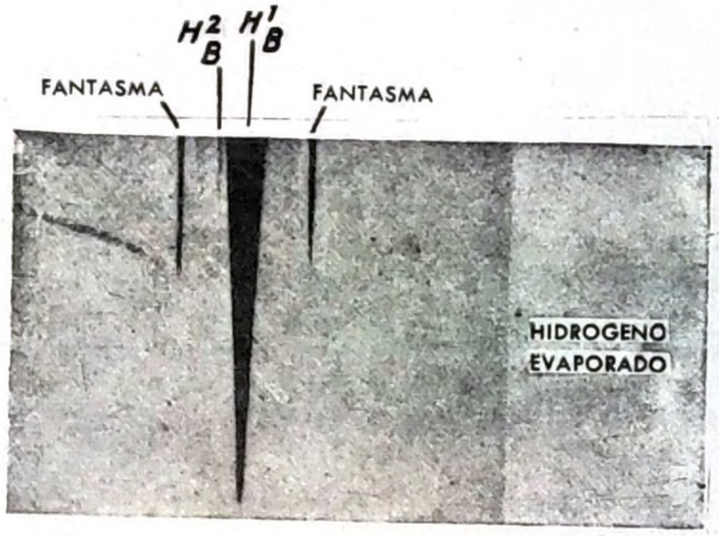


FIG. 4-7. Espectro de red de segundo orden del hidrógeno que indica la segunda línea de la serie de Balmer para los dos isótopos H^{1} y H^{2} (según Urey, Brickwedde, y Murphy).

próxima a ella, está la línea $H^{2}\beta$ del deuterio. Las líneas gruesas a izquierda y derecha son líneas falsas o fantasmas. La figura 4-8 es un gráfico microfotométrico de este espectograma. La línea marcada H^{3} muestra la posición que ocuparía dicha línea si hubiera suficiente hidrógeno de masa 3. Este material, llamado tritio, es radiactivo (ver pág. 401)

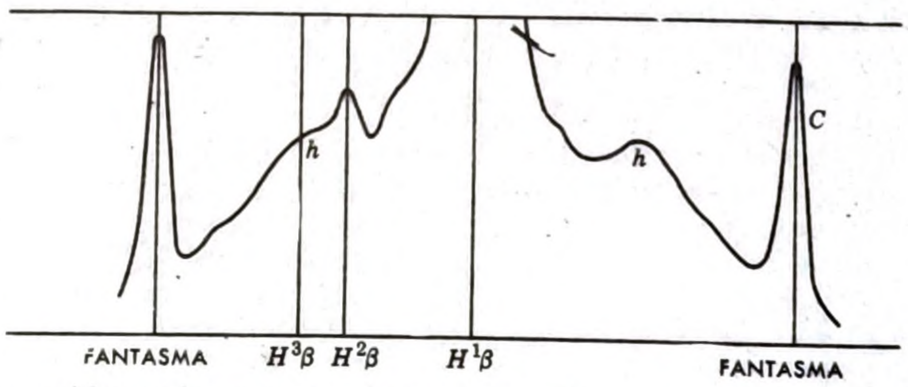


FIG. 4-8. Registro microfotométrico de la fig. 4-7 (según Urey, Brickwedde, Murphy).

★ **Efectos que producen los campos exteriores sobre el átomo de hidrógeno.** La teoría de Bohr del átomo de hidrógeno hizo uso de la mecánica clásica exceptuando la introducción de las condiciones cuánticas. Por lo tanto se pueden calcular los efectos de campos eléctricos y magnéticos perturbadores, y vamos a considerar sólo este último para simplificar. Podemos concebir al átomo como un pequeño imán ya que el electrón que se mueve en su órbita es equivalente a una corriente recorriendo un lazo circular o elíptico de alambre. Cuando se aplica un campo magnético uniforme al átomo de hidrógeno los electrones se mueven tal como lo harían en ausencia del campo, con excepción de un pequeño movimiento uniforme de precesión alrededor de la línea de fuerza magnética que pasa por el núcleo. La situación sería análoga a la de un trompo que girase sin fricción. Si no hubiera fuerza de gravitación terrestre, éste seguiría girando en torno del mismo eje en el espacio; el efecto de la gravedad es hacer que el eje sufra una precesión alrededor de una recta vertical con velocidad angular constante. En estas circunstancias la componente vertical del impulso angular es constante. Así sucede en el caso del átomo. Ejecuta una rotación uniforme, llamada precesión de Larmor, cuya velocidad angular es pequeña comparada con la del electrón en su órbita no perturbada. La frecuencia de esta precesión es proporcional a la intensidad del campo magnético. Así como la dirección del eje de un imán respecto de un campo magnético determina la energía del

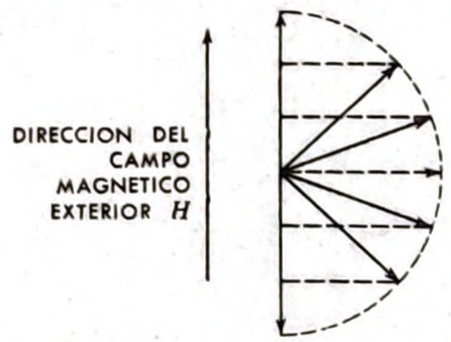


FIG. 4-9. Esquema que muestra las posibles orientaciones de un átomo de hidrógeno con respecto a las líneas de fuerza de un campo magnético exterior, si $k = 3$. Se desprecia el spin del electrón (pág. 227).

imán, también la orientación del átomo con respecto a un campo magnético exterior, en parte determina la energía del átomo. Por consiguiente es necesario introducir aún otra condición de cuantificación para describir el comportamiento del átomo cuando hay presente un campo magnético. En vir-

tud de una extensión de la teoría de Bohr, esta condición se expresa especificando otro número cuántico, el número cuántico magnético indicado por m_k. El comportamiento de un átomo de hidrógeno en un campo magnético es tal que m_k puede tomar, en cada instante, solo uno de los valores enteros comprendidos entre k y $-k$, inclusive. (Ver sin embargo la discusión sobre el spin del electrón, una nueva complicación, en el capítulo VII.)

Esta nueva condición establece que el pequeño imán adopta solo ciertas orientaciones definidas respecto de las líneas de fuerzas magnéticas, de modo que la *componente* del impulso angular paralela al campo es $m_k h/2\pi$. En la fig. 4-9 se pueden ver las posibles orientaciones en un caso típico. Para cada orientación el átomo posee una energía potencial distinta con respecto al campo, y esta energía cuenta como parte de su energía total. En otras palabras, cada uno de los niveles de Bohr del átomo no perturbado se desdobla en varios niveles debido al campo magnético, y una línea única de una serie de hidrógeno es remplazada por varias líneas muy próximas entre sí, fenómeno conocido como efecto Zeeman. Se considera que la existencia de ese efecto es una demostración directa de la necesidad de introducir este tercer número cuántico magnético.

Fenómenos análogos se producen cuando existe un campo eléctrico, y el desdoblamiento de las líneas espectrales en varias componentes es conocido con el nombre de efecto Stark. En ambos casos las separaciones calculadas mediante la teoría de Bohr están en pleno acuerdo con la experiencia.

4. Insuficiencia del modelo de Bohr

El átomo planetario da así resultados correctos para sistemas que comprenden un solo electrón. Pero cuando se calcula con precisión la energía necesaria para extraer un electrón de un átomo neutro de helio o de otros átomos o iones más complejos, los resultados difieren notablemente de los datos observados. Tales fracasos han hecho que se siga investigando para lograr una solución total. Sin embargo, debido al valor del modelo planetario que explica cuantitativamente muchas de las propiedades químicas y físicas de los átomos con varios electrones, y debido a su gran conveniencia para representar procesos atómicos, se lo utiliza aún en la discusión del origen del espectro de rayos X y muchos otros problemas atómicos.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 40, 53, 55, 74, 82, 90, 94, 108.

PROBLEMAS

1. Sabiendo que la longitud de onda de Hα es 6.563 A, calcular la constante de Rydberg para el hidrógeno. Compararla con el valor dado en el apéndice 2.
2. Calcular las longitudes de onda de las primeras tres líneas de la serie de Paschen, usando el valor de la constante de Rydberg para el hidrógeno, que figura en el apéndice 2.
3. ¿Cuáles son los radios de la segunda órbita de Bohr del hidrógeno y la velocidad del electrón en esta órbita?
4. ¿Cuál es la energía potencial eléctrica de *a*) una carga positiva de 1 unidad electrostática, *b*) un electrón en reposo, a una distancia de 1 A de un protón?
5. Una pequeña bolita de 12 g fija en el extremo de una cuerda de 8 cm de largo se hace girar en círculo a razón de 3 rev/seg. *a*) ¿Cuál es su momento de inercia referente al centro del círculo? *b*) ¿Cuál es su velocidad? *c*) ¿Cuál es su velocidad angular? *d*) ¿Cuál es su impulso angular? *e*) ¿Qué fuerza centrípeta se ejerce sobre la bolita?
6. La fuerza de atracción gravitatoria entre un protón y un electrón que están separados por 0,5 A ¿es mayor o menor que 10^{-39} veces la fuerza de atracción eléctrica?
7. ¿Qué energía es necesaria para arrancar un electrón de la segunda órbita de Bohr del hidrógeno, de modo que quede totalmente fuera de la influencia del núcleo?
8. El átomo de deuterio tiene masa doble que la del protón. ¿Es la masa efectiva del electrón, en un átomo de deuterio, mayor o menor que la masa efectiva del electrón en un átomo de hidrógeno normal?
9. El valor de la constante de Rydberg para el átomo de deuterio ¿es mayor o menor que la constante de Rydberg para el hidrógeno?

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. 109.700/cm.
2. 1,8757 μ; 1,2821 μ; 1,094 μ.
3. $2{,}11 \times 10^{-8}$ cm; $1{,}092 \times 10^{8}$ cm/seg.
4. *a*) $+ 4{,}8 \times 10^{-2}$ ergios; *b*) $-2{,}3 \times 10^{-11}$ ergios.
5. *a*) 768 g. cm²; *b*) 151 cm/seg; *c*) 18,9 rad/seg; *d*) 14.500 g. cm²/seg; *e*) $3{,}42 \times 10^{4}$ dinas.
6. Menor.
7. 3,40 ev, ó $5{,}45 \times 10^{-12}$ ergios.
8. Mayor. El cociente es $2(M+m)/(2M+m)$, donde M y m son las masas del protón y electrón.
9. Mayor. La masa del electrón es un factor en la constante de Rydberg; su masa reducida es mayor en el átomo de deuterio.

CAPÍTULO V

RAYOS X

Las propiedades de las radiaciones que forman el espectro electromagnético completo (pág. 70) varían tan rápidamente, al aumentar o disminuir la longitud de onda, que se acostumbra discutir cada región por separado. Este capítulo se refiere a los rayos X cuyas longitudes de onda van de 10 A a 0,1 A. El lector debe recordar, sin embargo, que existen rayos X de longitud de onda tan grande que bien podrían ser clasificados como radiaciones del ultravioleta extremo. También hay rayos X de longitudes de onda tan cortas que no resultan distinguibles de los rayos gamma aunque se suele conservar el nombre de rayos X para designar rayos producidos artificialmente reservándose el nombre de rayos gamma para las radiaciones emitidas espontáneamente por núcleos radiactivos.

Es sabido que la luz visible manifiesta su naturaleza ondulatoria mediante fenómenos tales como la refracción, interferencia y difracción. Observando estos efectos es posible determinar sus longitudes de onda. Lo mismo sucede con los rayos X aunque las longitudes de onda son tan cortas que generalmente requieren una técnica experimental distinta. Al mismo tiempo las experiencias sobre fotoelectricidad nos inducen a atribuir propiedades corpusculares a la luz, coexistentes con sus aspectos ondulatorios. Esta dualidad también se encuentra en los rayos X. En realidad, la alta energía de los fotones de rayos X muestra un aspecto importante de la naturaleza corpuscular de la radiación (ver efecto Compton, pág. 165). Por ello, vendrá bien recordar en todo este capítulo, que las observaciones hechas en una región del espectro electromagnético pueden aclarar los resultados obtenidos en otra región.

En ciertas circunstancias, los átomos pueden emitir espectros característicos de rayos X, que se interpretan basándose en la hipótesis de que la teoría de Bohr es aproximadamente válida para electrones que están muy cerca del núcleo. Vamos a usar estos espectros para aclarar los problemas de la estructura atómica y del sistema periódico de elementos.

1. Producción y medición de rayos X

El tubo de rayos X y su operación. Cuando electrones, que se mueven con velocidades del orden de los 10^{10} cm/seg, son rápidamente frenados al chocar con átomos se producen radiaciones que pueden atravesar con extraña facilidad materiales opacos a la luz visible. Estas radiaciones son los rayos X. Las condiciones resultan más favorables para su producción si un haz de electrones, moviéndose en un espacio altamente evacuado, incide sobre una sustancia de alto peso atómico, como sucede en el tubo de rayos X de Coolidge (fig. 5-1). Un cátodo caliente de tungsteno *C* emite termoiones que son luego acelerados hacia el anticátodo (o blanco) *A* mediante una gran diferencia de potencial, más o menos 100.000 voltios, aplicada en la dirección indicada por los signos más y menos. A pesar de su gran energía los electrones penetran con el choque solo una

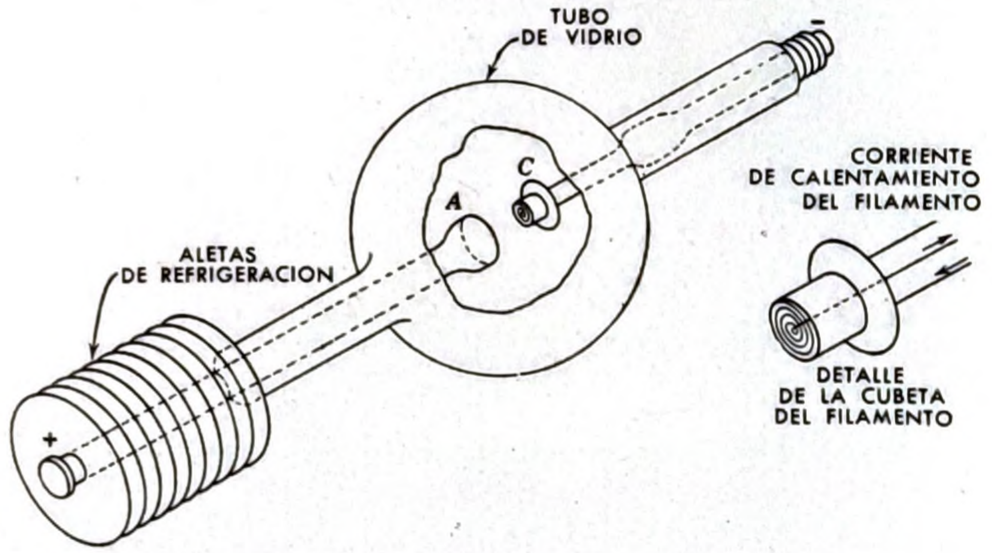


FIG. 5-1. Tubo de rayos X de Coolidge. Se colocan aletas refrigerantes fuera del tubo rodeando el brazo del anticátodo o blanco *A*. El filamento, de tungsteno está arrollado en espiral dentro de una cubeta de molibdeno *C* que forma el cátodo. El diámetro del tubo de vidrio puede variar de 7 a 25 centímetros, dependiendo del uso particular a que se destina el tubo.

pequeña distancia dentro del anticátodo cuya superficie se convierte entonces en una fuente de rayos X. Si V es el potencial aplicado e i la corriente (llevada por los electrones), la potencia eléctrica resulta Vi. De ella sólo una pequeña fracción del 1 % reaparece en los tubos ordinarios como radiación X; el resto calienta el anticátodo que, en muchos tubos, está refrigerado mediante agua en circulación o aletas radiantes. De este modo, considerado como máquina para la producción de rayos X, este tubo tiene una eficiencia muy baja.

Como los rayos X en grandes dosis destruyen los tejidos humanos es necesario tomar precauciones para proteger al operador. El tubo se rodea a menudo con un grueso blindaje de vidrio de plomo pesado, o se encierra totalmente en una caja de plomo. El haz de rayos X utilizado emerge a través de un orificio en una de las caras de la caja, y si resulta necesario, se lo limita aún más mediante una serie de ranuras de plomo.

La obtención mediante baterías de una tensión directa de la magnitud requerida para la operación de un tubo de rayos X sería costosa e incómoda. Sin embargo, mediante

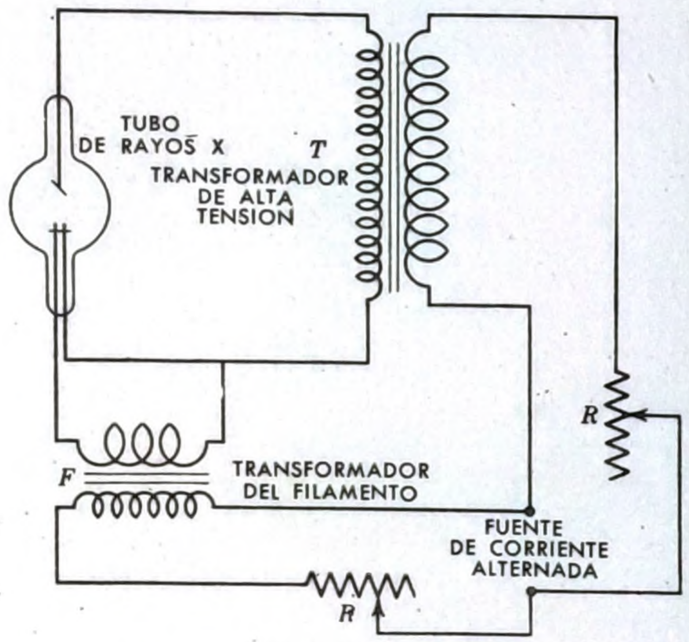


FIG. 5-2. Circuitos eléctricos simples para la operación de un tubo de rayos X.

un transformador de alta tensión se obtiene una tensión alterna que sirve para este propósito. Observando la fig. 5-1 es evidente que la corriente negativa puede ser llevada por el haz electrónico en solo una dirección, de C a A. Un alto

potencial aplicado en dirección opuesta a la indicada no induciría ninguna corriente a través del tubo aun cuando se calentara el filamento. La aplicación de una diferencia de potencial alterna al tubo produce, por consiguiente, una corriente pulsante de electrones que va de C a A. La disposición del circuito eléctrico que alimenta a un tubo de rayos X sigue generalmente en sus características principales un esquema como el indicado en la fig. 5-2, donde T es el transformador de alta tensión regulado por una resistencia R, y F es un transformador de baja tensión, análogamente regulado, que provee la corriente que calienta al filamento. Según hemos visto en este simple esquema el tubo actúa como su propio rectificador. En la práctica, sin embargo, es habitual incluir en el circuito de alta tensión algún rectificador termoiónico adicional para salvar al tubo de tensiones eléctricas innecesarias. Al mismo tiempo se pueden utilizar ambas mitades de la onda de corriente alterna de modo que aumenta la intensidad de la radiación. Además pueden remplazarse las resistencias reguladoras R por bobinas de inducción, con lo que se aseguran condiciones de trabajo más económicas.

Instrumentos de medición. El efecto fundamental de los rayos X sobre la materia es producir electrones de alta velocidad en la masa que atraviesan. Algunos de ellos son fotoelectrones, otros son electrones de retroceso producidos por un fenómeno conocido como efecto Compton (pág. 165). A medida que los electrones rápidos pierden velocidad por choque con los átomos, liberan electrones más lentos dejando a algunos átomos temporariamente como iones cargados positivamente. En la medición de rayos X, esta cadena de procesos puede utilizarse convenientemente de tres maneras distintas: 1) ionizando un gas; 2) impresionando una placa fotográfica, y 3) produciendo fluorescencia sobre pantallas adecuadas. En 3), los rayos X atraviesan la fina capa de material fluorescente colocada sobre una base de vidrio produciendo una emisión de luz proporcional a la energía absorbida por segundo. Los tres efectos tienen sus aplicaciones particulares en la medición de rayos X. Los problemas de investigación requieren generalmente la detección de rayos mediante 1) ó 2), mientras que en medicina e industria se usan generalmente 2) ó 3).

★ El primer método es, con mucho, el más sensible de los tres para detectar radiaciones débiles y merece una descripción detallada. El dispositivo de detección puede ser un tubo de Geiger-Müller o una cámara de ionización. En este

último caso, indicado en la fig. 5-3, C es la envoltura de la cámara de ionización, generalmente un recipiente cilíndrico, con una abertura A por la que pasan los rayos provenientes de T, adecuadamente colmados por las ranuras de plomo S_1, S_2, S_3. Para llenar C se usa aire, o algún vapor pesado como ioduro de metilo; la abertura A puede cubrirse con una fina capa de celuloide para evitar el escape de gas. Dada la longitud de una cámara de ionización, cuanto más denso es el gas, más completamente son absorbidos los rayos X. Dentro de la cámara hay un electrodo aislado E; entre la envoltura y dicho electrodo se mantiene una diferencia de potencial de 100 ó 200 voltios mediante una batería B. La tensión aplicada hace que los iones formados por los rayos X se dirijan, los positivos hacia E y los negativos hacia C, o viceversa. Es importante que esta tensión sea suficiente como para barrer

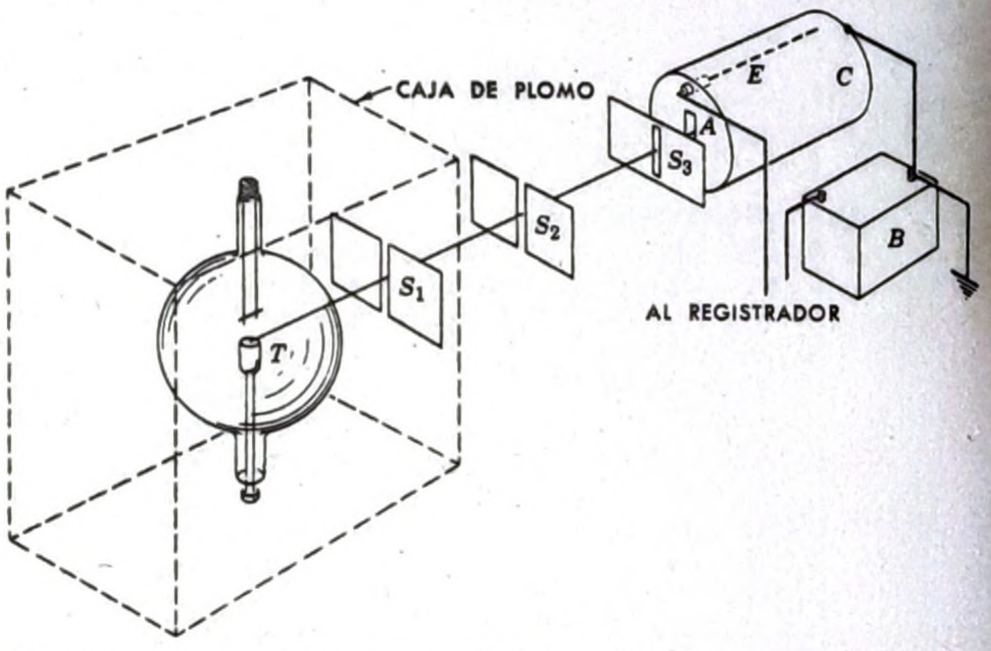


FIG. 5-3. Cámara de ionización C dispuesta para medir intensidades relativas de un haz de rayos X. El haz se origina en el blanco T. Sus dimensiones geométricas están determinadas por las ranuras S_1 y S_2 y la abertura S_3. Si se llena la cámara de ionización con un gas pesado tal como ioduro de metilo, la ventana A se recubre con una membrana, fina, por ejemplo de plástico. Los iones de un signo dentro de la cámara se recogen en el electrodo aislado E.

los iones sin recombinación apreciable. La llegada de una carga a E produce una débil corriente, en general tan pequeña que se la mide con un electrómetro especial o con un amplificador conectado a un registrador.

★ En algunos casos resulta conveniente sustituir la cámara de ionización y el electrómetro registrador por un tubo fotomultiplicador o un contador a cristal (pág. 329) con circuitos electrónicos adecuados.

La intensidad de un haz de rayos X se mide por la energía que atraviesa la unidad de área colocada perpendicularmente al haz en 1 seg. Su medición absoluta resulta difícil. Fácilmente se pueden hallar intensidades relativas, que son generalmente suficientes en el trabajo experimental, ya midiendo corrientes de ionización, ya estudiando el ennegrecimiento de una placa fotográfica. Comúnmente se prefiere el primer método. Supongamos, por ejemplo, que deseamos comparar las intensidades del tubo cuando se opera a dos tensiones distintas. Sea d_1 la desviación en el electrómetro cuando se hace una observación con el tubo funcionando a una tensión V_1 y sea d_2 la desviación correspondiente a una tensión V_2. El cociente d_1 sobre d_2 nos da la relación de intensidades buscada, siempre que la absorción relativa en la cámara de ionización sea la misma a ambas tensiones, condición que es a menudo difícil de obtener.

En las aplicaciones médicas se usa una regla simple para determinar la dosis de rayos X. Es aproximadamente cierto, en el rango de intensidades comúnmente empleado, que el efecto de un haz dado de rayos X sobre un área especificada depende de la intensidad multiplicada por el tiempo de exposición. Si se reduce la intensidad a la mitad, para obtener el mismo resultado, hay que duplicar el tiempo de exposición. La unidad de dosis es el roentgen, o unidad r. Se usan instrumentos especiales para medir dosis de distintos tipos de radiación tales como radiación X, radiación gamma o radiación beta. Para las personas que manejan materiales radiactivos, la Comisión de Energía Atómica de Estados Unidos ha fijado en 0,3 r la dosis límite de seguridad por trabajador individual por semana. En un período de un año esta dosis puede acumularse hasta un máximo de 15 r. El límite de seguridad para una sola exposición breve es de 25 r.

2. Absorción de rayos X

La ley exponencial. Supongamos simplemente (y en contra de la realidad) que el tubo de la fig. 5-3 emite radiaciones de una sola longitud de onda. Si se intercepta el haz mediante una delgada lámina metálica colocada entre S_1 y S_2, su intensidad, indicada por la corriente de ionización, será menor que antes.

★ Supongamos que el haz monocromático experimenta una pequeña variación $-dI$ en su intensidad, al atravesar un pequeño espesor dx de material. La variación relativa es $-dI/I$, donde I es la intensidad del haz al incidir sobre el elemento dx. Esta disminución relativa es proporcional al espesor del material atravesado; entonces $-dI/I = \mu\, dx$. Aquí μ es una constante, para las condiciones dadas, llamada coeficiente lineal de absorción. Integrando esta expresión obtenemos

$$I = I_0 e^{-\mu x} \qquad \text{o} \qquad I/I_0 = e^{-\mu x} \tag{1}$$

donde I_0 representa la intensidad inicial del haz y e es la base de los logaritmos naturales. Esta fórmula puede escribirse en una forma más cómoda para el cálculo, fundada en los logaritmos de base 10:

$$2{,}3 \log_{10}(I/I_0) = -\mu x$$

Como ejemplo de aplicación de la ecuación 1 vamos a determinar qué fracción de un cierto haz de rayos X se transmite a través de distintos espesores de aluminio, suponiendo que el valor de μ en este experimento es 14 por cm.

Cuando $x =$	0	0,05	0,10	0,15	0,20	0,30	0,40 cm
$I/I_0 = e^{-14x} =$	1	0,497	0,247	0,123	0,061	0,015	0,004

Si se representan gráficamente estos valores, su significado resulta evidente. Dicho de otro modo: si $\mu = 14$ por cm, una capa de material de espesor 1/14 cm reduciría el haz de rayos X a $1/e$ de su intensidad original.

La segunda forma de la ecuación 1 significa que la fracción del haz original que penetra hasta una distancia mayor que x en el absorbente está dada por el término exponencial $e^{-\mu x}$. El espesor de aluminio necesario para reducir un haz al 10 por ciento de su intensidad primitiva es mucho mayor que el espesor de plomo necesario para efectuar la misma reducción; de aquí que los coeficientes de absorción para aluminio y para plomo deban ser diferentes. Los elementos de alto número atómico son absorbentes mucho más efectivos que los elementos de bajo número atómico. Por ejemplo, el coeficiente de absorción del plomo por centímetro es 19,1 veces mayor que el del hierro, a una longitud de onda de 0,098 A. En consecuencia, el plomo se usa casi universalmente como blindaje de tubos de rayos X para evitar que la radiación aparezca en cantidades significativas donde no se la desea.

★ Si supusiéramos ahora que al aumentar la tensión de operación el tubo emite una longitud de onda más corta, podría

ser que el coeficiente de absorción, medido en alguna lámina metálica, hubiera disminuido. En algunos casos, sin embargo, el coeficiente aumenta. En la sección 8 estos efectos se estudian con todo detalle. Resumiendo vemos que el coeficiente de absorción depende de la naturaleza del absorbente y de la radiación X pero es independiente de la intensidad inicial de esta última; por consiguiente, los valores de μ, determinados experimentalmente para un absorbente particular, constituyen una información valiosa sobre la naturaleza de los rayos X provenientes de distintas fuentes. Debe recordarse que la ecuación 1 vale solo para rayos X homogéneos. En el caso de un haz mixto, la expresión es una suma de exponenciales con distintos coeficientes de absorción.

Rayos X blandos y duros. Es conveniente usar los términos rayo X "blando" y "duro" para indicar de manera relativa la distinción entre radiaciones que son fácilmente absorbidas y aquellas que no lo son tar fácilmente por la misma sustancia, aunque no existe una línea divisoria entre ambas clases. Los primeros se producen con potenciales de excitación relativamente bajos y los segundos con potenciales mayores. La distinción se hace, según hemos visto, por los distintos valores del coeficiente de absorción, o alternativamente refiriéndose a la longitud de onda —las radiaciones blandas y duras corresponden a longitudes de onda largas y cortas, respectivamente.

Se deduce de la discusión desarrollada en esta sección que, cuando un haz de rayos X que posee un rango de longitudes de onda atraviesa un absorbente de espesor definido o es "filtrado" por el mismo, la distribución de intensidades producida por este espesor determinado de absorbente no es la misma para todos los componentes del haz. Las componentes blandas, caracterizadas por valores grandes de μ, experimentan una disminución relativa de intensidad mayor que las componentes duras. Así, en general, un haz heterogéneo se hace progresivamente más duro a medida que atraviesa la materia aunque la intensidad, por supuesto, disminuye continuamente.

3. Rayos X secundarios

Dos clases de radiación secundaria. Se ha mencionado que los rayos X tienen la misma naturaleza que la luz visible, ya que constan de ondas electromagnéticas transversales. Sus longitudes de onda, sin embargo, son varios miles de veces me-

nores, del orden de 10^{-8} cm. Es lógico esperar una profunda diferencia en las propiedades detalladas de los rayos X y de la luz. Para obtener una adecuada interpretación de las distintas propiedades de los rayos X no siempre es suficiente el concepto de los rayos X como movimiento ondulatorio. Es a menudo conveniente introducir la idea de fotones o cuantos. El punto de vista cuántico proporciona frecuentemente una explicación racional de hechos que resultan ininteligibles para la teoría ondulatoria. Sin embargo, para la descripción de varios fenómenos, continuaremos considerando los rayos X como radiaciones electromagnéticas del mismo tipo que las que nos son familiares en la región visible del espectro.

Siempre que un haz es interceptado por la materia, ésta emite radiaciones conocidas como rayos X secundarios; por ello, una placa metálica colocada como absorbente en un haz actúa simultáneamente como emisor secundario. Parte de la energía eliminada por absorción aumenta la temperatura del absorbente y el resto reaparece en la forma de rayos X secundarios. Las proporciones relativas de estas dos fracciones dependen de la forma, tamaño y material del absorbente. Los rayos X secundarios son de dos clases, difusa y característica (o fluorescente). Esta última clase es emitida uniformemente en todas direcciones; la primera se hace más intensa a medida que se acerca a la dirección del haz primario.

Rayos X dispersados. El haz proveniente de un reflector que apunta hacia el cielo es visible para un observador que está en la tierra hasta una distancia grande. Una pequeña parte de la luz es dispersada en todas direcciones, parte hacia el observador, revelando así la trayectoria y forma del haz principal. La dispersión se debe en este caso principalmente a la niebla y a las partículas de polvo que flotan en la atmósfera, aunque las moléculas de aire también son dispersoras. Del mismo modo, algunos rayos X dispersados salen en todas direcciones de un haz primario que está atravesando la materia. Su producción puede explicarse, aunque no siempre exactamente, de manera simple, sin recurrir a la teoría cuántica. Los electrones extranucleares en la sustancia dispersora, por influencia de la intensidad eléctrica alterna de las ondas primarias, son obligados a efectuar oscilaciones forzadas, aproximadamente armónicas simples, cuya frecuencia es la misma que la del haz incidente. Los núcleos de los átomos dispersores son demasiado pesados en comparación con sus electrones como para experimentar cualquier desplazamiento apreciable. Por analogía con el movimiento de un péndulo

simple es evidente que los electrones dispersores son continuamente acelerados, primero en una dirección, luego en la opuesta, de manera que emiten rayos X. La explicación más simple es que la frecuencia de los rayos X dispersados es la misma que la de los electrones oscilantes, que a su vez coincide con la de la radiación primaria; en consecuencia, los rayos dispersados tienen la misma frecuencia y, por consiguiente, las mismas propiedades, que los rayos primarios. Esta analogía se ve confirmada para los rayos blandos mediante una comparación experimental de sus respectivos coeficientes de absorción en alguna sustancia patrón como el aluminio; pero para rayos X duros se encuentran efectos anómalos, como se verá en la Sección 9.

Rayos X característicos. El otro tipo de rayos X secundarios llamados característicos depende, como su nombre lo indica, de las propiedades especiales de los átomos que forman el emisor secundario. Los rayos X característicos incluyen varias radiaciones monocromáticas cuyas energías pueden ser explicadas únicamente mediante la teoría cuántica. Alrededor de 1908 se hicieron las primeras investigaciones experimentales sobre este tema. Se halló midiendo coeficientes de absorción que, para la mayoría de las sustancias dispersoras, los rayos X característicos constan de dos radiaciones superpuestas, una dura y otra blanda, que son llamadas radiación característica *K* y *L*, respectivamente. Para elementos pesados se han observado constituyentes adicionales, aunque utilizando métodos más refinados que los simples métodos de absorción usados por los primeros investigadores. Las letras *K*, *L*, *M*, *N*, etc., indican las radiaciones características en orden creciente de blandura. Además se ha hallado que los rayos X secundarios provenientes de sustancias livianas, tales como carbón, aluminio, o papel, son, en condiciones normales, casi enteramente del tipo puramente difuso. Al aumentar el número atómico del emisor secundario, la proporción de radiación característica observable aumenta y, al mismo tiempo, la radiación se hace más dura. En la Sección 7 discutiremos con más detalle la radiación característica en relación con los espectros de rayos X. Mientras tanto debe notarse que está íntimamente ligada con la emisión de fotoelectrones por los átomos del emisor secundario. Cuando los átomos, por influencia de los rayos X primarios emiten fotoelectrones, se convierten en iones positivos. Durante el proceso de recombinación de estos iones son emitidas las radiaciones características. Por esta razón se clasifican como radiaciones secundarias, aun-

que es evidente, por el modo de ser producidas, que deben estar presentes en buen número en la radiación primaria proveniente del blanco de un tubo de rayos X.

4. Propiedades ondulatorias de los rayos X

Polarización. Hemos supuesto ya que los rayos X son ondas electromagnéticas transversales. Es importante saber hasta dónde es justificable esta hipótesis. Barkla, al realizar en 1906 experiencias sobre la polarización de radiación difusa, confirmó esta idea. Imaginemos tres ejes perpendiculares entre sí que pasan por un punto O, en las direcciones norte-sur, este-oeste, arriba-abajo (fig. 5-4). Supongamos que inciden

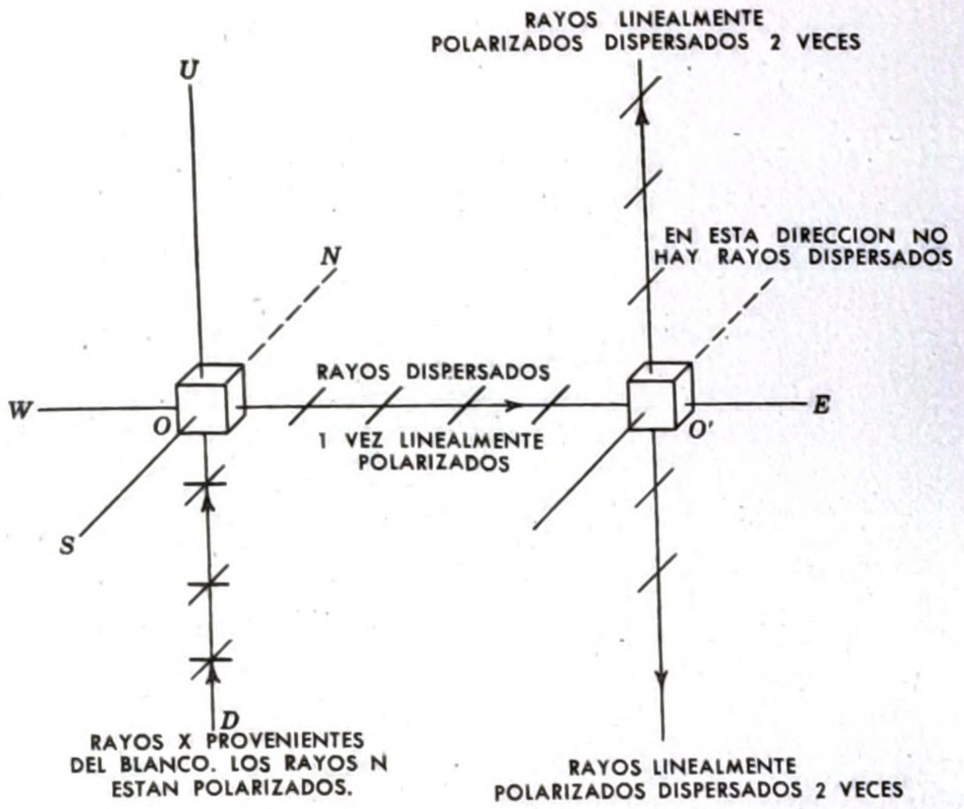


FIG. 5-4. Diagrama esquemático de una experiencia sobre la dispersión doble de rayos X. El objeto de este experimento es demostrar que los rayos X tienen las propiedades de un movimiento ondulatorio. Con N, S, E, W, U, D, se indican las direcciones norte, sur, este, oeste, arriba, abajo. La ausencia de rayos dispersados dos veces en la dirección N por el bloque de carbón O' es una comprobación de la naturaleza ondulatoria de los rayos X. Debe recordarse que un electrón acelerado en la dirección de su movimiento, no irradia a lo largo de su línea de aceleración, sino que emite radiaciones en toda otra dirección.

sobre un pequeño bloque de carbón colocado en O, rayos X que vienen desde abajo. El uso del carbón, que posee un bajo peso atómico, asegura que la radiación secundaria sea principalmente del tipo difuso. Si suponemos hipotéticamente que la radiación es de tipo transversal, las aceleraciones de los electrones en O se mantendrán en un plano horizontal pero se distribuirán uniformemente en todas direcciones en este plano. Como un electrón no irradia energía en la dirección de su aceleración, un segundo pequeño bloque de carbón, colocado en O', un poco a la derecha de O, experimentará solo la acción de las ondas dispersadas debidas a las componentes norte-sur de las aceleraciones de los electrones en O. Esto es equivalente a decir que el haz dispersado desde O hacia el este está linealmente polarizado. Solo se puede imprimir a los electrones dispersores en O' aceleraciones en la dirección norte-sur. Si colocáramos ahora sobre O' o debajo de él una cámara de ionización bien aislada de los rayos dispersados por O, detectaría la radiación dispersadas dos veces; pero si la ponemos al norte o al sur de O', la intensidad resulta nula ya que los electrones en O' tienen aceleraciones sólo en la dirección norte-sur. En realidad Barkla halló que la ionización era mínima al norte y sur de O', y máxima sobre él y debajo del mismo. Este resultado concuerda cualitativamente con nuestra hipótesis sobre la naturaleza de la radiación X. Para ser perfectamente lógicos el argumento debió haber sido presentado en orden inverso; la conclusión, sin embargo, es la misma, a saber, que el resultado experimental confirma la hipótesis original de que los rayos X son ondas electromagnéticas transversales.

Difracción producida por ranuras y redes. Poco después que Röntgen descubrió los rayos X, en 1895, se intentó verificar su naturaleza ondulatoria haciendo pasar un haz a través de una fina ranura, con la esperanza de obtener un diagrama de difracción a partir del cual se pudiera medir la longitud de onda. La pequeñez de las longitudes de onda involucradas dificultó tales experimentos. Aunque fueron más tarde repetidos por otros investigadores los resultados no eran nada concluyentes, aun muchos años después que la cuestión había sido satisfactoriamente aclarada por otros métodos. Sin embargo indicaban una longitud de onda cuyo orden de magnitud era correcto.

A partir de 1925 fue posible obtener buenos diagramas de difracción de rayos X y espectros (como en óptica), mediante redes de reflexión, haciendo incidir la radiación X so-

bre la red con un gran ángulo de incidencia, aproximadamente 90°. Esta técnica proporcionó un nuevo método para medir longitudes de onda de rayos X, que remplazó ampliamente al antiguo método que empleaba la reflexión por cristales. Al mismo tiempo hizo posible el estudio de rayos X de longitudes de onda muy largas, en una región del espectro primitivamente inaccesible al trabajo fotográfico. En la pág. 65 se dedujo la ecuación $n\lambda = d \operatorname{sen} \theta_n$ para la difracción de la luz por una red plana, suponiendo que la luz incidente caía normalmente sobre la red. En ese caso λ era la longitud de onda de la línea espectral en cuestión, d el espaciado de la red y θ_n el ángulo de difracción del n-ésimo orden, medido desde la normal. Extendiendo la teoría para cubrir el caso en que la luz incidente (o haz de rayos X) forma un ángulo ϕ con la normal, llegamos a la ecuación

$$n\lambda = d\,|\operatorname{sen}\phi - \operatorname{sen}\theta_n| \qquad (2)$$

que es aplicable al caso mencionado de rayos X. Debe hacerse notar que, históricamente, las longitudes de onda de radiaciones particulares en la región de rayos X fueron determinadas primero mediante experiencias que utilizaban la reflexión por cristales. Sin embargo más tarde se descubrió que las longitudes de onda, así determinadas, eran ligeramente erróneas. En la actualidad, las aceptadas son las mediciones con redes de reflexión (pág. 154).

★ **Refracción por prismas.** Antes de 1924 todos los intentos de medir los índices de refracción de prismas para rayos X (como en la óptica común) demostraron únicamente que este índice difería bastante de la unidad. En esa fecha, sin embargo, tres físicos suecos, Larsson, Siegbahn y Waller, utilizaron un dispositivo colocando el prisma, no como es usual, en la posición de mínima desviación, sino en una posición en la cual la desviación fuera casi un máximo. De este modo obtuvieron no solo una desviación medible del haz original de rayos X sino también un espectro reconocible. A partir de éste y otros trabajos puede asegurarse que el índice de refracción del vidrio para los rayos X ordinarios es 0,999995, ligeramente menor que uno. (Compárese este valor con el correspondiente a la luz óptica que, en la región visible, es considerablemente mayor que 1.) La explicación es que los rayos X, al atravesar un prisma, son desviados *alejándose* muy poco de la base del prisma; la luz óptica ordinaria es desviada en la dirección opuesta. Este resultado no debe interpretarse como una diferenciación entre la luz y la radiación X.

Existen fuertes razones teóricas que justifican este comportamiento. Prescindiendo de la gran diferencia en longitudes de onda, los rayos X se comportan del mismo modo que la luz visible.

Difracción por cristales. Diagrama de Laue. Las dificultades técnicas que se enfrentan al usar redes de difracción óptica comunes en el campo de los rayos X, se deben principalmente a las cortas longitudes de onda. En 1912 Max von Laue sugirió que un cristal natural podía servir como una red tridimensional para la radiación X. Su idea fue puesta a prueba, por Friedrich y Knipping, con un aparato análogo al esquematizado en la fig. 5-5. En este diagrama T es el blanco de un tubo de rayos X, S_1 y S_2 son dos pequeños orificios circulares, C es un fino cristal de, por ejemplo, ioduro de potasio y P una placa fotográfica. La experiencia producía sobre la placa un esquema regular de difracción, llamado diagrama de Laue, cuya forma puede verse en la fig. 5-6. El hecho de que se forme un diagrama de este tipo cuando los rayos X atraviesan una red tridimensional tal como un cristal, es una prueba concluyente de que los rayos X tienen propiedades de ondas. A más de éste, muchos fenómenos —polarización, difracción por redes, refracción a través de prismas, difracción por cristales— indican independientemente que los rayos X son ondas electromagnéticas.

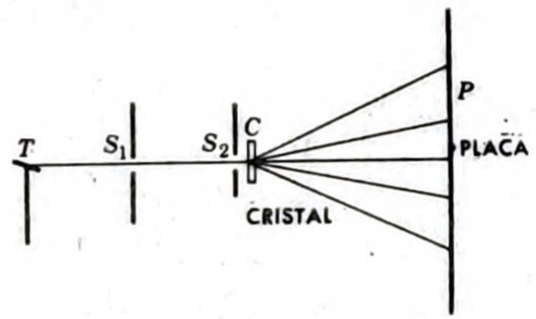


FIG. 5-5. Esquema del experimento para tomar fotografías tipo Laue. Los rayos X provenientes de un blanco T atraviesan pequeñas ranuras S_1 y S_2 antes de atravesar el cristal C.

La interpretación directa de una fotografía como la de la fig. 5-6 es algo compleja aunque el mecanismo involucrado se entiende en forma simple con la explicación ofrecida por W. L. Bragg (1913). Es posible trazar varios planos en un cristal, algunos que pasen por un gran número de átomos, y otros por un número menor. Bragg demostró que las posiciones

de las manchas en el diagrama de Laue podía describirse exactamente si se suponía que los rayos X eran reflejados desde tales planos, dependiendo la intensidad de las manchas de muchos factores, inclusive el número de átomos que existe

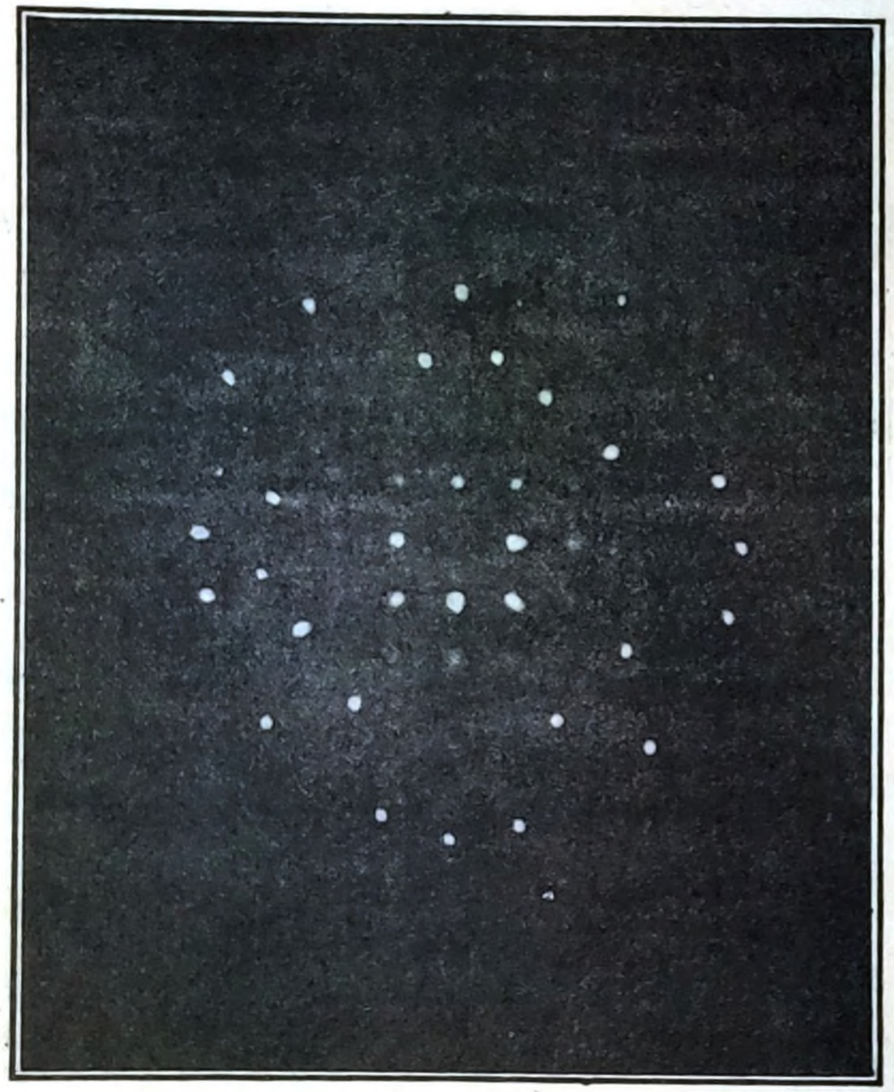


FIG. 5-6. Fotografía de Laue del ioduro de potasio (gentileza de S. S. Sidhu).

en un plano típico. Esta interpretación constituyó un modelo conveniente del proceso; no negaba que el fenómeno fuera en realidad una dispersión o una difracción. El mecanismo se

indica en la fig. 5-7, donde se muestra que el haz incidente encuentra los planos *a*, *b*, *c*, que reflejan parte de la radiación a nuevas direcciones *A*, *B*, *C*. Bragg pensó que como el concepto de *reflexión* de rayos X en planos de átomos justificaba en forma simple el resultado obtenido en el experimento

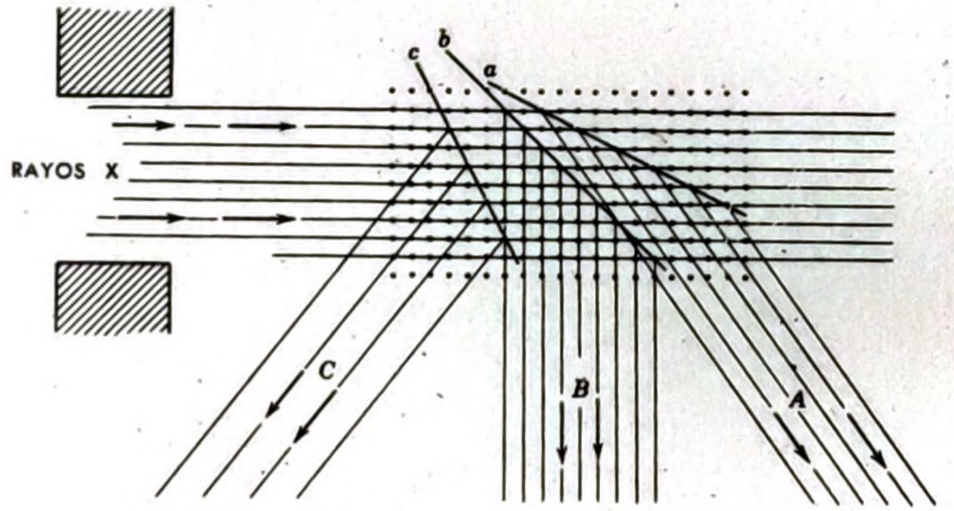


FIG. 5-7. Diagrama que ilustra la reflexión de rayos X mediante planos de átomos en el interior de un cristal. Aunque solo se indica reflexión en planos únicos, también se produce reflexión simultánea en planos paralelos. El haz principal va disminuyendo en intensidad a medida que penetra en el cristal porque pierde energía por reflexión en los planos *a*, *b*, *c*, etc. Se supone que el haz incidente tiene variedad de longitudes de onda. Los haces reflejados que se mueven en las direcciones *A*, *B*, *C*, etc., son monocromáticos.

de Friedrich y Knipping, debía ser aplicable fácilmente a la faceta exterior o a la cara de clivaje de un cristal, ya que estas caras son planos de átomos igual que cualquiera de los planos interiores *a*, *b*, *c*.

5. Ley de Bragg

Difracción de rayos X por caras cristalinas. Consideremos primero teóricamente el fenómeno. En la fig. 5-8 se representa un plano de clivaje, enormemente ampliado, cuya sección está indicada por la fila *A* de puntos. Así como en el caso de la luz, es de esperar que los rayos X se reflejen en la capa superficial siguiendo las leyes de la óptica común, cualquiera sea el ángulo de incidencia, siempre que se pueda despreciar la difracción. Pero los rayos X atraviesan muy fácil-

mente la materia; por ello, parte de la radiación será difractada por la capa A, el resto llegará hasta la capa B, parte será difractada allí y lo que quede penetrará aún más. Por consiguiente, todo haz difractado real estará formado por contribuciones de distinta intensidad proveniente de un gran nú-

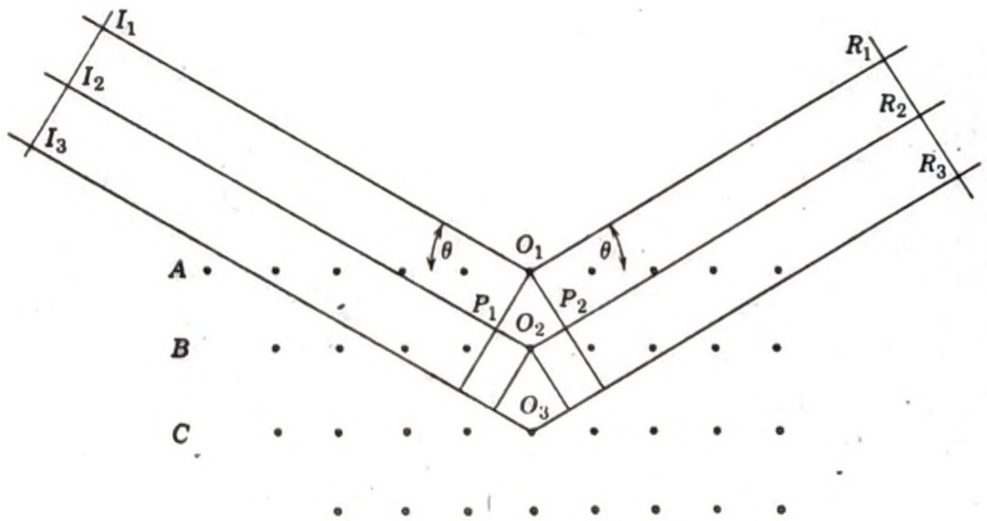


FIG. 5-8. Difracción de rayos X en la cara de un cristal. La radiación se difracta no solo en la capa superior A de átomos sino también en las capas más profundas, B, C, etc. hasta las cuales llegan los rayos incidentes.

mero de capas. En el diagrama, I_1O_1, I_2O_2, I_3O_3 representan rayos paralelos que inciden sobre el cristal con un ángulo θ. Este ángulo es el complemento del ángulo de incidencia empleado en óptica y se denomina ángulo de Bragg. Los rayos "reflejados" O_1R_1, O_2R_2, O_3R_3 forman ángulos iguales a θ con los planos del cristal. No debe suponerse, sin embargo, que el efecto de cada plano del cristal A, B, ... pueda observarse independientemente de sus vecinos. El haz resultante se forma mediante la dispersión conjunta en estas distintas capas. La distancia $I_1O_1R_1$ recorrida por el primer rayo es más corta que $I_2O_2R_2$ que, a su vez, es más corta que $I_3O_3R_3$ en la misma cantidad. En $R_1R_2R_3$ se obtiene un rayo fuertemente difractado sólo si las ondas llegan en fase, de modo de reforzarse entre sí. Esta condición restringe los posibles ángulos para los cuales puede producirse la difracción. La condición que debe cumplirse para tener un haz fuertemente difractado es que la diferencia de trayectoria entre rayos sucesivos sea un número entero de longitudes de onda λ. Esta condición es

$(I_2O_2+O_2R_2)-(I_1O_1+O_1R_1) = n\lambda$, donde n es un número entero, llamado orden del espectro. Observando la figura tenemos:

$$P_1O_2 + O_2P_2 = n\lambda$$

es decir,
$$2O_1O_2 \operatorname{sen}\theta = n\lambda$$

o sea
$$2d \operatorname{sen}\theta = n\lambda \tag{3}$$

donde hemos puesto $O_1O_2 = d$ o espaciado del cristal. Esta expresión se conoce como ley de Bragg. Si $n = 1$,

$$\operatorname{sen}\theta_1 = \lambda/2d \tag{4}$$

Esta ecuación da el ángulo mínimo para el cual se produce la reflexión con valores particulares de λ y d. La similitud de la ley de Bragg con la fórmula deducida para una red de difracción es obvia. Debe notarse, sin embargo, que el valor de d en las ecuaciones 3 y 4 se mide perpendicularmente a los

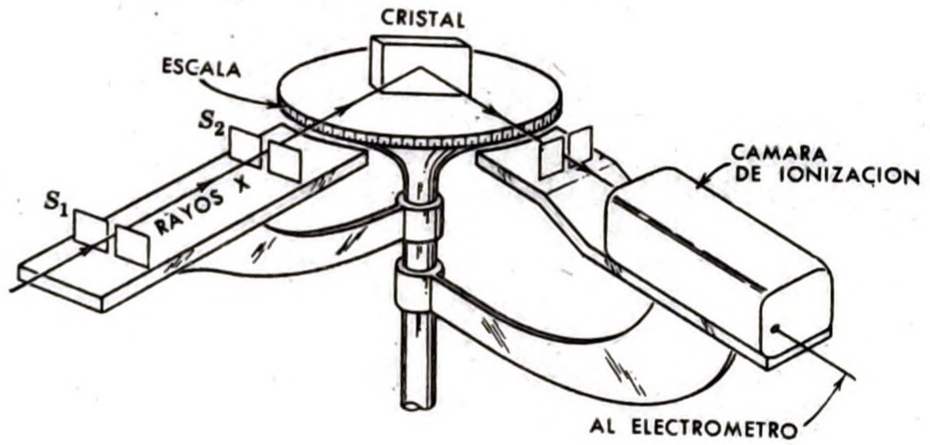


FIG. 5-9. Esquema simplificado del espectrómetro de ionización de rayos X. Como la fuente de rayos X es en general pesada, el brazo en el que se apoyan las ranuras S_1 y S_2 es fijo. La mesa sobre la cual está montado el cristal y el brazo sobre el que apoya la cámara de ionización pueden girar independientemente. Al efectuar las observaciones, tanto la mesa como el brazo deben estar fijados en posiciones tales que sean iguales los ángulos de incidencia y de reflexión en la cara del cristal.

planos reflectores de átomos. En la ecuación 2, pág. 65, el símbolo d representaba el espaciado de una red óptica medido perpendicularmente a las líneas de la red pero en el plano de la red. En un caso, la difracción es un efecto de volumen, mientras en el otro es un efecto superficial.

Espectros obtenidos por el método de ionización. Con la ayuda de un espectrómetro de ionización es posible investigar experimentalmente los ángulos a los cuales un haz de rayos X se refleja intensamente en la cara de un cristal. En su forma más simple (fig. 5-9) dicho aparato se parece a un espectrómetro usado para analizar espectros ópticos, con las siguientes modificaciones. La lente del colimador y la ranura de cobre son remplazadas por dos o más ranuras paralelas de plomo; en lugar del prisma o red se coloca un cristal con su plano de clivaje vertical; y el telescopio se sustituye por una cámara de ionización cuya entrada está franqueada por otra ranura. La cámara de ionización, igual que el telescopio, puede girar alrededor del eje del instrumento. A veces se la fija a la mesa sobre la cual está montado el cristal de manera tal que, cuando el cristal gira un ángulo θ, la cámara gira un ángulo 2θ, manteniendo así automáticamente la cámara de ionización en una posición donde recibe el haz reflejado en el

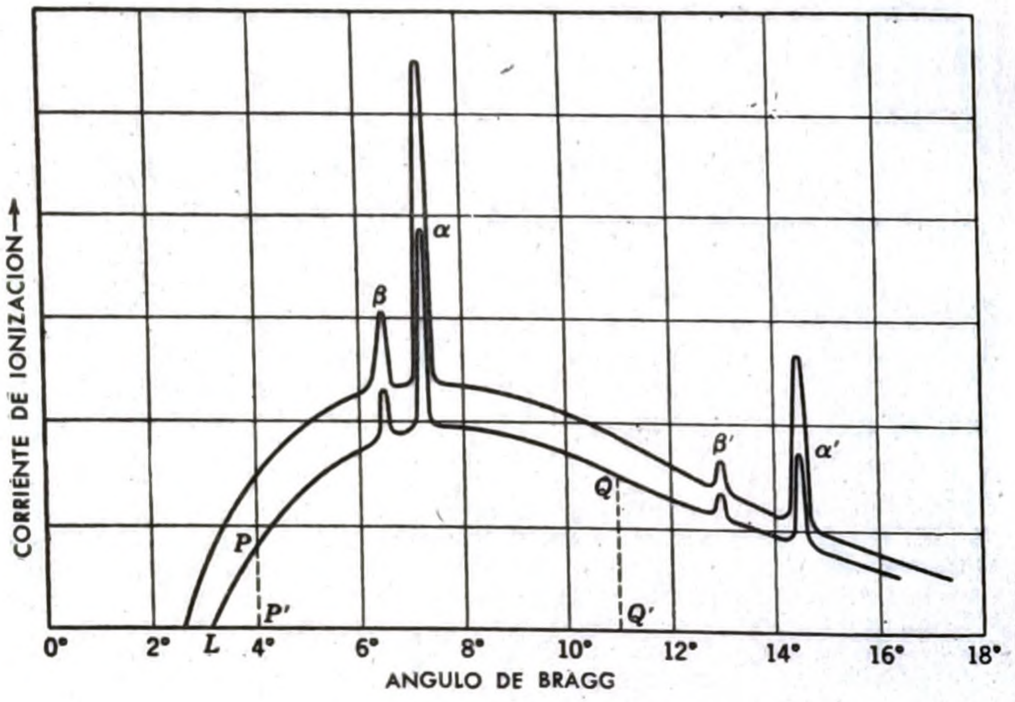


FIG. 5-10. Espectros de ionización de rayos X obtenidos con un blanco de molibdeno, registrados después de reflejarse en un cristal de sal gema. Ambas curvas corresponden aproximadamente a tensiones de 40.000 y 50.000 aplicadas al tubo. Los máximos $\alpha\beta$ y $\alpha'\beta'$ son las líneas espectrales K características del molibdeno, correspondientes al primero y segundo orden. Con L se indica el límite de longitudes de onda cortas en la parte continua del espectro.

plano de clivaje. Esto es necesario, si, como sucede en general, el tubo de rayos X está fijo. En la fig. 5-10 se muestran dos registros de ionización típicos obtenidos con un espectrómetro como el descrito, al hacer que los rayos X provenientes de un ánodo de molibdeno se reflejen en un cristal de cloruro de sodio. Estas curvas fueron obtenidas con distintas tensiones aplicadas al tubo de rayos X. Las ordenadas representan intensidades en unidades arbitrarias; las abscisas, ángulos de Bragg. Interpretamos los puntos particulares del diagrama del siguiente modo: en condiciones apropiadas para la curva inferior las intensidades relativas de las corrientes de ionización, cuando los ángulos de Bragg son 4° y 11°, están dadas por el cociente de ordenadas PP'/QQ'. Las curvas de la fig. 5-10 pueden ser obviamente consideradas compuestas por curvas continuas sobre las que se superponen varios máximos agudos; los máximos corresponden a líneas espectrales que constituyen la radiación característica y las curvas a lo que se llama espectro continuo. Uno de sus aspectos más importantes es el límite definido de longitudes de onda cortas en L. Al aumentar la tensión de operación del tubo las líneas espectrales mantienen sus posiciones y se hacen más intensas, mientras que el punto L se mueve hacia longitudes de onda aún más cortas, esto es, hacia menores valores de θ.

La dependencia de la posición del punto L, respecto de la diferencia de potencial aplicado al tubo, se explica simplemente usando la teoría cuántica. Si un solo electrón de carga $-e$ cae en un tubo de rayos X a través de una diferencia de potencial V, su energía resulta Ve. Por cierto que esta energía es el máximo que puede transformarse en un fotón de rayos X, de modo que las condiciones límites pueden escribirse $Ve = h\upsilon = hc/\lambda$, donde υ y λ indican la máxima frecuencia posible y la mínima longitud de onda de los rayos X, respectivamente. La ecuación demuestra que al aumentar V, λ disminuye, y el punto L se mueve hacia longitudes de onda más cortas, es decir, hacia un menor valor de θ. Esta regularidad se conoce a menudo como ley de Duane-Hunt, quienes la descubrieron en la Universidad de Harvard.

El agrupamiento de los picos $\alpha\beta$ es el mismo que el de $\alpha'\beta'$; este último grupo se produce con ángulos de Bragg cuyos senos son el doble de los de los primeros. Estos grupos se interpretan, por ello, como espectros de primero y segundo orden del mismo conjunto de líneas ya que, considerando sólo los picos α y α' y usando la ecuación 4, resulta sen $\theta_1 = \lambda/2d$ para el primer orden y sen $\theta_2 = 2\lambda/2 = 2$ sen θ_1 para el segundo.

Es evidente que si se fija un valor del ángulo de Bragg, el haz reflejado resulta aproximadamente monocromático. Si en una experiencia se precisa un haz de ese tipo, es habitual, buscando mayor intensidad, elegir θ de manera que se refleje una línea espectral prominente, digamos α. Si se conociera el espaciado d de la red sería posible medir la longitud de onda de esta radiación; e inversamente, si se hubiera determinado una única longitud de onda, podríamos hallar el espaciado de cualquier cristal. Sin embargo, este proceso no se puede hacer rigurosamente mientras no dispongamos de datos sobre la estructura del cristal.

6. Cristales simples

Red cristalina. Un cristal natural, o un fragmento de cristal natural, posee características reconocibles que son las mismas para todas las especies; las caras planas se cortan formando ángulos que caen dentro de un esquema definido, ángulos como los que se podría esperar cuando se hace la hipótesis de que los átomos están dispuestos en forma regular. Es esta perfección geométrica la que distingue un cristal de una sustancia amorfa como el vidrio. Cuando se rompe un vidrio se obtiene una infinita variedad de trozos distintos, limitados por bordes de agudeza variable y superficies que raramente son planas. La conclusión natural y correcta es que, mientras los átomos de una sustancia amorfa están irregularmente dispuestos, los de un cristal están colocados uno al lado del otro siguiendo un esquema geométrico riguroso. Las unidades fundamentales que componen un cristal pueden ser simples átomos o grupos complejos de átomos. Pero siempre esta unidad fundamental se repite en toda la estructura, de manera que la situación de una unidad particular con respecto a su vecina es exactamente la misma que la de cualquier otra unidad. En este capítulo limitaremos nuestra atención al más simple de los cristales en el cual la unidad fundamental es el átomo. Si se unen las posiciones de los átomos adyacentes en un cristal mediante una red de rectas, se obtiene un esquema de sólidos geométricos regulares, conocido como red espacial del cristal. En la fig. 5-11 se ve un ejemplo de una red espacial para el caso particular del cloruro de sodio. Uno de los importantes usos científicos de los rayos X es el descubrimiento de los detalles en las redes cristalinas.

Para desarrollar la historia de manera lógica debemos comenzar con las propiedades en gran escala, observables exte-

riormente, de un cristal, tales como su forma geométrica, las posiciones de sus planos naturales de clivaje y su densidad; luego asociarlas con el comportamiento del cristal al reflejar o dispersar rayos X y deducir la verdadera estructura. Hacer esto de manera estrictamente rigurosa descartando un modelo

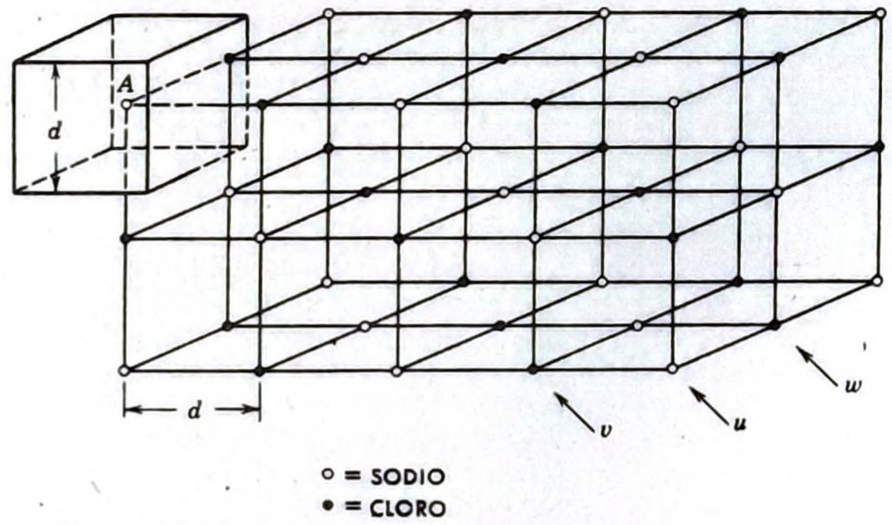


FIG. 5-11. Red espacial del cloruro de sodio (sal gema), orientada para mostrar claramente que existen en el cristal planos que contienen solo átomos de sodio, y otros que contienen únicamente átomos de cloro. Las flechas u, v, w indican planos particulares que se discuten en el texto.

falso tras otro nos llevaría más espacio del que disponemos. A pesar de ello vamos a hacer lo posible por demostrar que la estructura de la fig. 5-11 se comporta respecto de los rayos X como una sal de cristal gema (NaCl) o de silvina (KCl).

Un cristal natural de cloruro de sodio tiene forma cúbica; por ello parece probable que esté formado por cubos unitarios de átomos. Ninguna experiencia con rayos X contradice esta idea, que supondremos por el momento correcta. Vamos a *calcular* el espaciado reticular a lo largo de tres aristas perpendiculares; pero debemos mencionar que existe en la actualidad un método rápido y conveniente para *medir* espaciados reticulares (pág. 154).

Un mol (58,5 g) de NaCl contiene $6{,}03 \times 10^{23}$ moléculas (número de Avogadro). El volumen ocupado por ellas es 58,5/2,17 cm^3, ya que la densidad del cristal es 2,17 g/cm^3. En consecuencia, el volumen ocupado por 1 molécula es $(58{,}5/2{,}17) \div (6{,}03 \times 10^{23})$ cm^3. Sin embargo, 1 molécula

contiene 2 átomos; de manera que el volumen por átomo es exactamente la mitad, o sea $22{,}4 \times 10^{-24}/\text{cm}^3$. Pero este volumen representa un cubo elemental cuya arista es igual al espaciado reticular d, como se indica en la fig. 5-11 con las líneas llenas que encierran al átomo A. Por ello, extrayendo la raíz cúbica, $d = 2{,}81 \times 10^{-8}$ cm $= 2{,}81$ Å. Si quisiéramos ahora reflejar un haz de rayos X en la cara superior del cristal, usaríamos la ecuación 3 para hallar las longitudes de onda de las líneas prominentes de la fig. 5-10. Entonces, habiendo determinado la longitud de onda de alguna línea fuerte conveniente, podríamos reflejar dicha línea en una cara de otra sustancia cristalina y hallar así el espaciado reticular entre planos similares de átomos que son paralelos a la cara exterior del otro cristal. Además podría romperse el cristal a lo largo de uno de sus planos naturales de clivaje y efectuar nuevamente la experiencia con estas nuevas superficies.

Índices de Miller. Existen solo tres tipos de redes cúbicas, es decir, tres modos distintos de disponer átomos idénticos en un reticulado cúbico, de modo que *cualquier* átomo posea con respecto a los que lo rodean, la simetría que tiene un cubo geométrico simple. Estos tres tipos se conocen con los nombres: cúbico simple, cúbico centrado y cúbico de caras centradas, y se muestran en la fig. 5-12. En esta descripción, por el momento, concebimos el cristal como un metal puro que

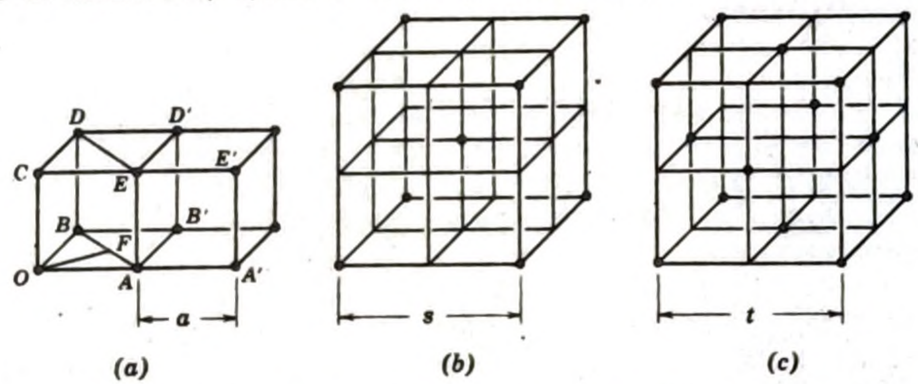


FIG. 5-12. Tipos de cristales cúbicos: *a*) cúbico simple; *b*) cúbico centrado; *c*) cúbico de caras centradas. La arista de la celda unitaria, o sea la distancia a lo largo del eje x desde un átomo hasta el próximo átomo idéntico, es indicada en los tres casos mediante los símbolos a, s, t.

incluye una sola clase de átomos y no como la sal gema que está formada por sodio y cloro. Necesitamos ahora una notación simple para poder describir planos similares de átomos. Los planos paralelos tales como *DEAB*, *D'E'A'B'* son evidentemente análogos, por lo cual podemos tomar uno de ellos como típico. En vez de describir las direcciones de líneas tales

como *AB* y *AE* en un plano particular, es más conveniente considerar la dirección de una línea trazada desde el origen *O*, perpendicular a ese plano, tal como *OF*, que es perpendicular al plano *DEAB*. Los ángulos que forma con los tres ejes principales son: con *OA*, 45°; con *OB*, 45°; con *OC*, 90°. Los cosenos de estos ángulos son: $1/\sqrt{2}$, $1/\sqrt{2}$, 0.

Los enteros posibles más simples que expresan el cociente de estos tres cosenos son 1, 1, 0. Estos tres números, llamados índices de Miller, describen el plano *DEAB*, y todo los paralelos a él, que son similares. Del mismo modo, el plano *AB'D'E* es un plano 100; *DD'B'B* es un plano 110; *CAB* es un plano 111.

También se pueden deducir geométricamente los índices de Miller correspondientes a planos más complicados. Si se fractura un cristal cúbico simple a lo largo del eje 110, la distancia entre capas adyacentes de átomos paralelas a las superficies de clivaje, será *OF*, menor que a, que es la distancia entre átomos adyacentes a lo largo de los ejes principales (fig. 5-12*a*). En consecuencia, si se reflejan rayos X en una cara 110, debe dársele al d de la ecuación 3 el valor adecuado; a saber, $OF = \sqrt{2}a/2$. Como ejercicio interesante el lector puede verificar el cuadro 5-1, donde los símbolos a, s, t, son los que aparecen en la fig. 5-12. Nótese en particular que los espaciados reticulares a, s, t a lo largo de los ejes principales de los tres tipos de cristales cúbicos, describen las distancias *a lo largo de los ejes*, desde un átomo hasta el próximo átomo *idéntico*. Posiblemente pueden existir entre ambos otros átomos que no estén sobre los ejes principales, o no sean idénticos.

CUADRO 5-1. ESPACIADOS ENTRE PLANOS IMPORTANTES DE CRISTALES CÚBICOS

	Espaciados entre		
	Planos 100	*Planos 110*	*Planos 111*
Cúbico simple	a	$a\sqrt{2}/2$	$a\sqrt{3}/3$
Cúbico centrado	$s/2$	$s\sqrt{2}/2$	$s\sqrt{3}/6$
Cúbico de caras centradas	$t/2$	$t/2\sqrt{2}$	$t\sqrt{3}/3$
	Espaciados relativos al 100		
	Planos 100	Planos 110	Planos 111
Cúbico simple	1	0,707	0,577
Cúbico centrado	1	1,414	0,577
Cúbico de caras centradas	1	0,707	1,154

Es difícil reconocer los distintos tipos de planos si se dibuja simplemente el esquema en el papel. Es indispensable perder un poco de tiempo manejando modelos cristalinos como los que se hallan en la mayoría de los laboratorios, o construyendo modelos con alambre y cemento. Se notan fácilmente los distintos planos, si el modelo se coloca cerca de una pared iluminada con una luz lejana. Los planos atómicos se ven claramente como filas de átomos en la sombra proyectada en la pared.

Si ahora pudiéramos por algún medio medir las distancias relativas entre los planos 100, 110 y 111 de un cristal cúbico, tendríamos un indicio sobre la distribución de puntos en el reticulado espacial; esto es, podríamos decidir si un cristal cúbico es cúbico simple, cúbico centrado o cúbico de caras centradas.

★ **Estructura del NaCl y del KCl.** El problema fue resuelto por primera vez por W. H. y W. L. Bragg, quienes reflejaron rayos X en cristales de silvina y de sal de gema, cortados según superficies paralelas a los planos 100, 110 y 111. En la fig. 5-13, pueden verse los resultados experimentales, en forma algo idealizada. Observando primero la reflexión en los planos 100 de KCl, resulta evidente que el haz de rayos X incluye dos líneas prominentes de diferentes intensidades, que llamaremos α y β. Las líneas aparecen con las mismas intensidades relativas en el segundo orden, y aun se puede notar un débil tercer orden. Limitando nuestra atención a la fuerte línea α, vemos que las posiciones de los picos en $2\theta_1$, $2\theta_2$, $2\theta_3$, están dadas por las ecuaciones $\lambda = 2d$ sen θ_1, $2\lambda = 2d$ sen θ_2, $3\lambda = 2d$ sen θ_3, siendo cada una de ellas un caso particular de la ecuación 3, en la cual d representa el espaciado reticular para los planos 100 del KCl. En el espectro de los planos 110 de la silvina, se registran solo dos órdenes, debido a que el primero se produce a un ángulo mayor que la primera reflexión en los planos 100.

★ Comparemos ahora los espaciados reticulares para los planos 100, 110 y 111 de la silvina. Mediante las posiciones de las líneas α fuertes, vamos a obtener la información necesaria. Estas posiciones, medidas por Bragg, son 5,22°, 7,30°, 9,05°. Los espaciados reticulares correspondientes están casi exactamente en la relación 1:0,707:0,577. La única fila del cuadro 5-1 que concuerda con estas cifras, es la de un cristal cúbico simple.

★ Vamos a aplicar la misma técnica al NaCl. Si se miden las posiciones de las tres líneas α de primer orden (fig. 5-13), los espaciados reticulares para los planos 100, 110 y 111 resultan estar en la relación 1,0:0,707:1,154, que concuerda únicamente con la última fila del cuadro 5-1. En otras palabras, el NaCl es un *cristal cúbico de caras centradas*. Recuérdese que acabamos de comprobar que el KCl es un *cristal cúbico simple*.

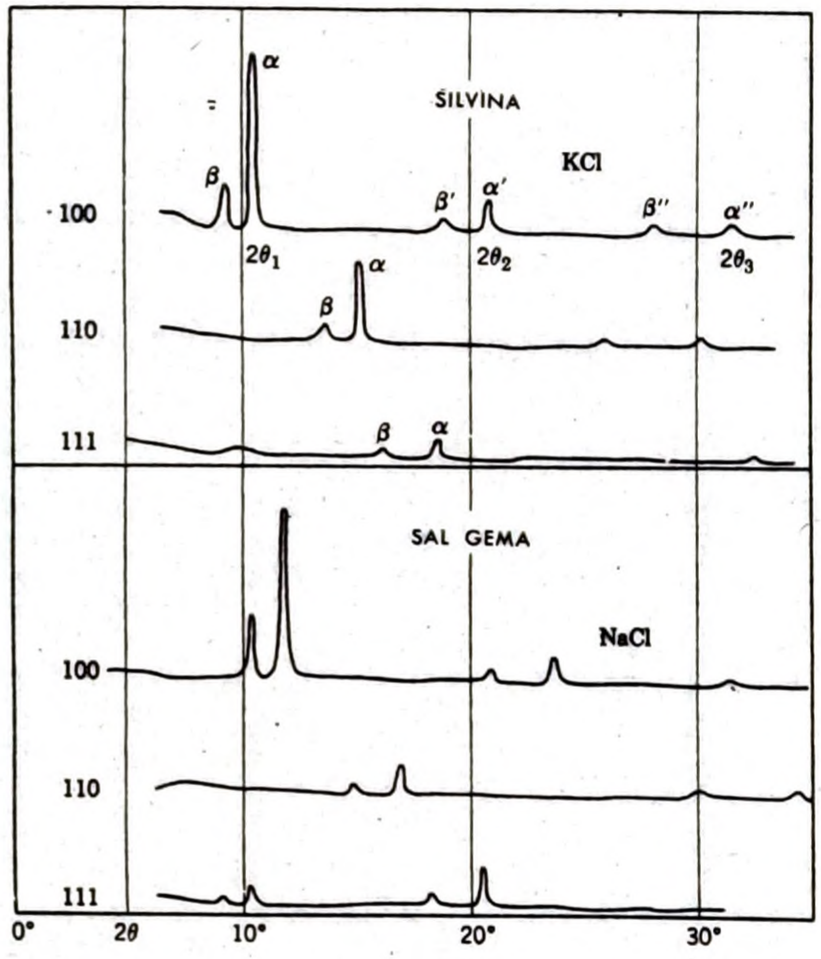


FIG. 5-13. Espectros de ionización de rayos X (radiación *K* del paladio) reflejados en varios planos de cloruro de potasio y de cloruro de sodio. Como los picos principales se producen a distintos ángulos en los diferentes espectros, es evidente que los espaciados reticulares son distintos (según W. H. Bragg).

★ **Una aparente contradicción.** Esta conclusión resulta poco satisfactoria. Las propiedades químicas del NaCl y KCl son extraordinariamente parecidas, y todos los argumentos nos conducen a esperar que tengan la misma estructura cris-

talina. En realidad, nuestro descontento no es duradero, pues existe una explicación simple de esta dificultad. La confusión surgió porque aún no hemos tomado en cuenta el hecho de que cada uno de los cristales considerados está formado por dos clases de átomos, sodio y cloro en un caso, potasio y cloro en el otro.

* Observando la figura 5-13, vemos que en el NaCl, el primer orden de la línea α fuerte en los planos 111 se halla en realidad a un menor ángulo que el primer orden en los planos 100. Esto significa que la distancia entre los planos que producen el pico 111 de primer orden es mayor que la del pico 100 de primer orden. Examinando la fig. 5-11, mostraremos cómo ocurre esto. Los planos 111 que dan esta débil reflexión de primer orden son los indicados con v y w. Son planos análogos. Entre ellos hay otros planos formados por átomos enteramente diferentes. Si los rayos X se reflejan en el primer orden en planos como v, w, la radiación proveniente digamos de v, queda rezagada en 1 longitud de onda con respecto a la de w. Pero cuando el cristal está en posición de producir esta reflexión, los planos intermedios (como u) también pueden reflejar, y la radiación que ellos reflejan se retrasa solo en media longitud de onda respecto a la de w. Por ello, la reflexión en planos tales como u neutraliza en cierto modo la reflexión en planos como v y w. En el segundo orden de este tipo de reflexión, sin embargo, el retraso entre planos es 2λ en un caso y λ en el otro, las radiaciones están en fase, y la línea α aparece con mayor intensidad.

* ¿No será que la reflexión de primer orden en los planos 111 del KCl queda completamente suprimida? Acabamos de ver que la reflexión correspondiente en el NaCl es comparativamente débil debido a la interferencia destructiva entre radiaciones reflejadas en planos paralelos tales como u y w. Si, en el KCl, el primer orden faltara totalmente, llegaríamos a la conclusión de que los planos como u y w reflejan con igual intensidad los rayos X y por ello, uno anula exactamente el efecto del otro.

* Aunque es habitual considerar que un cristal refleja rayos X, más correcto sería decir que los rayos son selectivamente dispersados, relacionando así el fenómeno de la reflexión cristalina con la dispersión de rayos X, descrita en la sección 3 de este capítulo. Pero la cantidad de dispersión que produce un átomo depende del número de sus electrones. Un átomo normal de potasio tiene 19 electrones y uno de cloro, 17. Estas cifras no son iguales aun cuando un plano de átomos de potasio dispersa en proporción tal que anula la dispersión producida por un plano que contenga el mismo número de átomos de cloro. La conclusión razonable es que, en el cristal de KCl, los átomos existen como iones, K^+ y Cl^-, cada uno de ellos con 18 electrones. No es de extrañar que el KCl se comporte como un cristal cúbico simple. En el NaCl, los iones tienen 10 y 18 electrones, respectivamente, y mediciones cuidadosas han demostrado que la reflexión de primer orden en sus planos 111 tiene la intensidad relativa prevista por su distribución de electrones dispersados.

Resumiendo, tanto el KCl como NaCl tienen la estructura indicada en la fig. 5-11. Los iones metálicos solos forman una estructura cúbica de caras centradas; así lo hacen los iones de cloro. Los dos reticulados se diferencian, sin embargo, en que la estructura de caras centradas está oculta en el KCl, debido a la igualdad de poder dispersor de los iones de K^+ y Cl^-. En el NaCl, en cambio, las reflexiones de rayos X revelan la verdadera estructura de caras centradas. Es interesante notar que lo que parecía a primera vista una dificultad en la explicación de las estructuras de NaCl y KCl, nos ha llevado a un nuevo conocimiento, a saber, que estos cristales particulares son iónicos. Este esquema es típico del descubrimiento científico.

Método del polvo para analizar cristales. La estructura de un cristal rara vez se deduce con un solo método de análisis. En la práctica el método de Bragg es menos conveniente y menos frecuentemente usado que el de Laue; y aunque lo hayamos dejado para el final, el método del polvo, conocido comúnmente por los nombres de los primeros científicos que lo usaron, Debye-Scherrer-Hull, es quizás el más versátil de todos. Muchas veces no es posible obtener un cristal en tamaño suficiente como para aplicar la técnica de Bragg pero puede quizás conseguirse en forma de polvo, esto es, en cristales muy pequeños. En este caso se hace pasar un haz de rayos X de *una* longitud de onda a través de una bolita de polvo en la manera indicada en la fig. 5-5. Entonces aparece sobre la placa fotográfica, no una serie de manchas, sino una serie de anillos concéntricos, ya que siempre hay alguno de los pequeños cristales que está casualmente en los ángulos correctos para la reflexión de la radiación que se está usando. Mediante los diámetros de los anillos, la distancia de la bolita a la placa y la longitud de onda de los rayos X, pueden calcularse distancias interplanares en los pequeños cristales. Estas distancias son las mismas que se obtendrían en un gran cristal de la misma sustancia. En la fig. 5-14 se reproduce una foto-

grafía de tungsteno en polvo. Fue obtenida no sobre una placa fotográfica como en la fig. 5-5 sino sobre una tira de película arrollada cilíndricamente, a una distancia de unos centímetros, alrededor de la bolita de cristal. Es por ello que se registra solo parte de los círculos. En la fig. 5-14, *B* está en la dirección hacia adelante. La mancha *A* está a 180° de *B*, sobre la recta que une el blanco con la bolita cristalina.

Medición absoluta de longitudes de onda. El cálculo del espaciado reticular de un cristal de cloruro de sodio exige conocer los valores de varias constantes de gran importancia en la física atómica. Una de ellas es el número de Avogadro, que solía determinarse a partir de la carga del electrón juntamente con otras mediciones experimentales. Es evidente, en consecuencia, que el espaciado reticular así calculado, y las longitudes de onda deducidas a partir del mismo, estaban afectados por lo menos del mismo error que las cantidades incluidas en los cálculos.

FIG. 5-14. Fotografía de tungsteno cristalino en polvo, tomada con el método de Debye-Scherrer-Hull. Se usó radiación monocromática de un blanco de cobre. Se hacía girar continuamente la pequeña muestra de polvo durante la exposición. La película se colocó sobre una superficie cilíndrica de 5,73 cm de radio, en el centro de la cual estaba la bolita de tungsteno. Las manchas circulares *A* y *B* representan orificios en la película, a través de los cuales los rayos X entraban y salían de la cámara. De este modo algunas de las líneas representan reflexiones en el tungsteno a ángulos mayores que 90° pero menores que 180° medidos desde la dirección de avance del haz.
(Gentileza de S. S. Sidhu.)

El método óptico para medir longitudes de onda de rayos X usando la difracción por redes (pág. 137) no implica tal incertidumbre ya que solo depende de la ecuación 2. En realidad son tan precisas las mediciones de longitud de onda provistas por redes de difracción que el proceso histórico se invierte en la actualidad. A partir de las longitudes de onda exactas se deducen, en orden, (*a*) el número de Avogadro, (*b*) la carga del electrón y (*c*) los espaciados reticulares de los cristales. El trabajo de varios investigadores, en especial Bearden, en las décadas de 1920 y 1930, demostró que el valor de *e* deducido a partir de mediciones con redes era aproxi-

madamente 0,2 por ciento mayor que el determinado por el anterior método directo de Millikan. El nuevo valor de *e* resulta $4{,}802 \times 10^{-10}$ ues.

7. Espectros de emisión

Ley de Moseley. Si se determinan con el mismo cristal espectros de ionización como los de la fig. 5-10 para dos elementos muy próximos en la tabla periódica (digamos tungsteno y platino), se obtienen curvas análogas en aparencia, pero los picos característicos para el elemento más pesado están desplazados hacia ángulos menores, es decir, hacia longitudes de onda más cortas. La primera investigación sistemática de una serie de elementos vecinos fue realizada por Moseley (1913). Sus resultados, registrados fotográficamente en lugar de serlo con una cámara de ionización, se muestran en la fig. 5-15. En ella las longitudes de onda aumentan al desplazarnos hacia la derecha. Para cada elemento la figura muestra dos líneas espectrales cuyas longitudes de onda aumentan con hermosa regularidad a medida que subimos paso a paso en el diagrama. El bronce, aleación de cobre y cinc muestra cuatro líneas; la segunda y la cuarta son idénticas con las de cobre; las otras dos se deben al cinc, indicando claramente

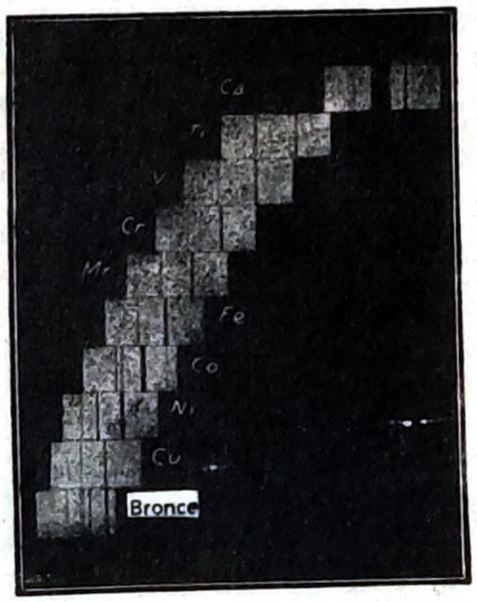


FIG. 5-15. Líneas de emisión de la serie *K* correspondientes a los elementos calcio (20) a cobre (29). Esta es una reproducción de la composición fotográfica hecha originalmente por Moseley.

que el espectro de rayos X depende con excelente aproximación del átomo en sí, y no de sus alrededores. En la parte superior de la figura se produce un salto repentino entre titanio y calcio. Este salto indica, sin lugar a duda, dónde debe colocarse el elemento raro escandio. Este ejemplo, hace evidente que los rayos X constituyen una guía infalible en la clasificación de elementos de la tabla periódica. En el pasado, apoyaron a las evidencias químicas para indicar qué elementos eran desconocidos. Después del trabajo de Moseley se descubrieron nuevos elementos, tales como el hafnio, que fueron ubicados en su lugar correspondiente en el cuadro de Mendeléiev. En la fig. 5-15 el níquel y el cobalto están colocados en orden inverso, a juzgar por sus pesos atómicos, pero es evidente que su inversión destruiría la armonía del esquema. Guiado por tales observaciones Moseley concluyó: "Tenemos aquí una prueba de que hay en el átomo una cantidad fundamental que aumenta regularmente al pasar de un elemento al próximo. Esta cantidad solo puede ser la carga del núcleo positivo central", que fue luego identificada como el número atómico del átomo, considerado desde un punto de vista distinto en el capítulo II.

Observando la fig. 5-15 vemos que la diferencia de longitud de onda entre elementos sucesivos crece para elementos más livianos; el espectro sigue una curva. Es mucho más fácil deducir una ley matemática para una línea recta que para una curva. Moseley halló que si se representaba la raíz cuadrada del número de onda ν, o de $1/\lambda$ para cada una de las líneas en función del correspondiente número atómico, el gráfico resultaba lineal. En la fig. 5-16 se muestra la misma evidencia para otra zona de la tabla periódica.
Cada una de las cuatro rectas en la fig. 5-16 sigue la variación de una línea espectral determinada de elemento a elemento. Cada una de ellas se puede representar mediante una ecuación del tipo

$$\tilde{\nu}^{1/2} = a(Z - b) \qquad (5)$$

donde Z es el número atómico y a y b son constantes, ligeramente distintas para cada una de las cuatro rectas. Para elementos de bajo número atómico, con baja resolución, las cuatro líneas se confunden en dos, explicando así por qué en la fig. 5-15 hay solo dos líneas espectrales por cada elemento.

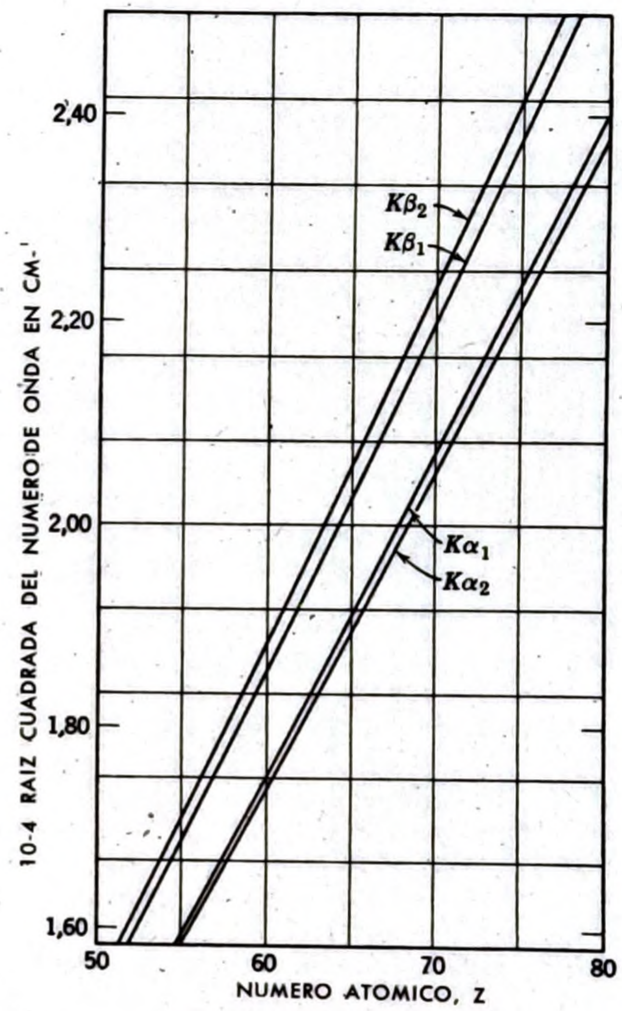


FIG. 5-16. Diagrama de Moseley. Se representa la raíz cuadrada del número de onda $\tilde{\nu}$ en función del número atómico Z para las cuatro líneas K de los elementos 55 a 80. Para tener una escala conveniente de ordenadas, las raíces cuadradas de los números de onda se han multiplicado por 10^{-4}. La linealidad del gráfico indica que la raíz cuadrada del número de onda es aproximadamente proporcional a Z.

Un observador riguroso haría notar que los gráficos no son exactamente rectas. Esta desviación de la linealidad ha sido explicada: es debida a la variación de la masa del electrón con la velocidad.

A partir de la ecuación 5 obtenemos la energía emitida

$$h\nu = hc\tilde{\nu} = hca^2(Z - b)^2 \qquad (6)$$

Esta fórmula recuerda la de las frecuencias emitidas por átomos hidrogenoides, presentada en el capítulo IV con la diferencia de que el número atómico está remplazado por un número atómico "efectivo". Para estas líneas, que constituyen la radiación K mencionada en la pág. 135, b es aproximadamente la unidad. Esto significa que el electrón que efectúa la transición radiante queda parcialmente protegido de la atracción del núcleo por sus electrones circundantes.

Las radiaciones L, M, N constan también de grupos estrechos de líneas que obedecen a la ecuación 5 de Moseley, pero con muy distintos valores de las constantes a y b. Podemos decir en forma aproximada que las longitudes de onda de las líneas K, L, M, N de un elemento particular están en la relación 1:7:30:100. La complejidad de la serie aumenta en el mismo orden. En el cuadro 5-2 figuran algunas líneas de rayos X importantes. Los valores indicados se basan en mediciones efectuadas con redes de difracción aunque sólo una o dos de ellas representan determinaciones experimentales directas con este método.

CUADRO 5-2

LONGITUDES DE ONDA DE LINEAS DE EMISION DE RAYOS X, EN UNIDADES ANGSTROM

Elemento	Serie K				Serie L		Serie M
	α_2	α_1	β_1	β_2	α_2	α_1	α_1
13 Al	8,3387		7,982				
29 Cu	1,5446	1,5408	1,3923	1,3813	13,335		
42 Mo	0,7137	0,7094	0,6323	0,6210	5,413	5,407	
47 Ag	0,5639	0,5595	0,4971	0,4871	4,163	4,155	
74 W	0,2138	0,2090	0,1844	0,1795	1,4876	1,4766	6,984
78 Pt	0,1905	0,1826	0,1641	0,1592	1,3244	1,3132	6,047

Interpretación de los espectros de rayos X. Es posible dar una explicación simple de los espectros de rayos X extendiendo la teoría de Bohr. A partir de experiencias simples se ha deducido que existen, dentro del átomo, capas de electrones con distintos valores de la energía. Cuando un haz monocromático de rayos X de frecuencia ν_1 incide sobre una delgada lámina metálica, la absorción parcial de los rayos produce la emisión de fotoelectrones. Estos fotoelectrones no cubren una gama continua de energías sino que toman solo valores definidos, ninguno mayor que $h\nu_1$, donde $h\nu_1$ es la energía de

un fotón en el haz de rayos X. Supongamos que E_1, E_2, E_3, etc., sean energías cinéticas observadas de los electrones emergentes. Entonces, como los fotones de rayos X son completamente absorbidos por los electrones en el interior de los átomos, cada electrón emergente debe tener inicialmente, en el momento de producirse la absorción, una energía $h\nu_1$. Pero como las energías observadas son solo E_1, E_2, etc., deben haber sido usadas fracciones variables de las energías iniciales por los electrones para escapar de sus átomos de origen. Estas fracciones de energía tienen los valores discretos $h\nu_1 - E_1$, $h\nu_1 - E_2$, etc. Esto significa que la energía que se necesita dar a un electrón particular para extraerlo de un átomo no es la misma necesariamente que la requerida por otro electrón del mismo átomo. La conclusión lógica es que, dentro de los átomos, existen normalmente electrones o grupos de electrones en diferentes estados de energía. Estos grupos se conocen por las letras K, L, M, etc., en orden de distancia creciente desde el núcleo.

De este modo consideramos a los electrones planetarios de un átomo normal agrupados en capas alrededor del núcleo: dos electrones K en una pequeña capa, ocho electrones L en una mucha más grande; luego los electrones M, y así siguiendo, hasta llegar a los electrones de valencia de la periferia. El número de capas completas depende del número atómico del átomo. En el carbón, los electrones L son también los electrones de valencia; en el criptón los electrones N y en el uranio los electrones P tienen este papel. La emisión de una línea de la serie K se produce cuando un electrón que está lejos del núcleo cae a la capa más interna o capa K. Este proceso libera naturalmente energía, que aparece en la línea espectral. Pero este proceso no puede ocurrir a menos que haya un lugar vacío en la capa K, en virtud de un principio general enunciado por Pauli, que se explica en la pág. 236. En consecuencia el requisito principal para la emisión de una línea de la serie K es que el átomo ya haya perdido un electrón de la capa K; normalmente este electrón "perdido" ha sido expulsado completamente del átomo, es decir, en general es un fotoelectrón aunque, en condiciones experimentales adecuadas, es posible llevarlo a otra órbita más lejana. Para volver el átomo a su estado normal, un electrón de las capas más alejadas, usualmente de la capa L, va hacia la capa K; esto deja un espacio libre en la capa L que es ocupado de manera similar por el movimiento de un electrón más distante. Finalmente la capa de valencia se completa mediante el proceso común de recombinación. Es por ello que la emisión de un

fotoelectrón de la capa K puede iniciar la emisión sucesiva de un gran número de líneas espectrales.

Diagrama de niveles de energía. Como las distintas capas de electrones tienen diferentes valores de energía, es conve-

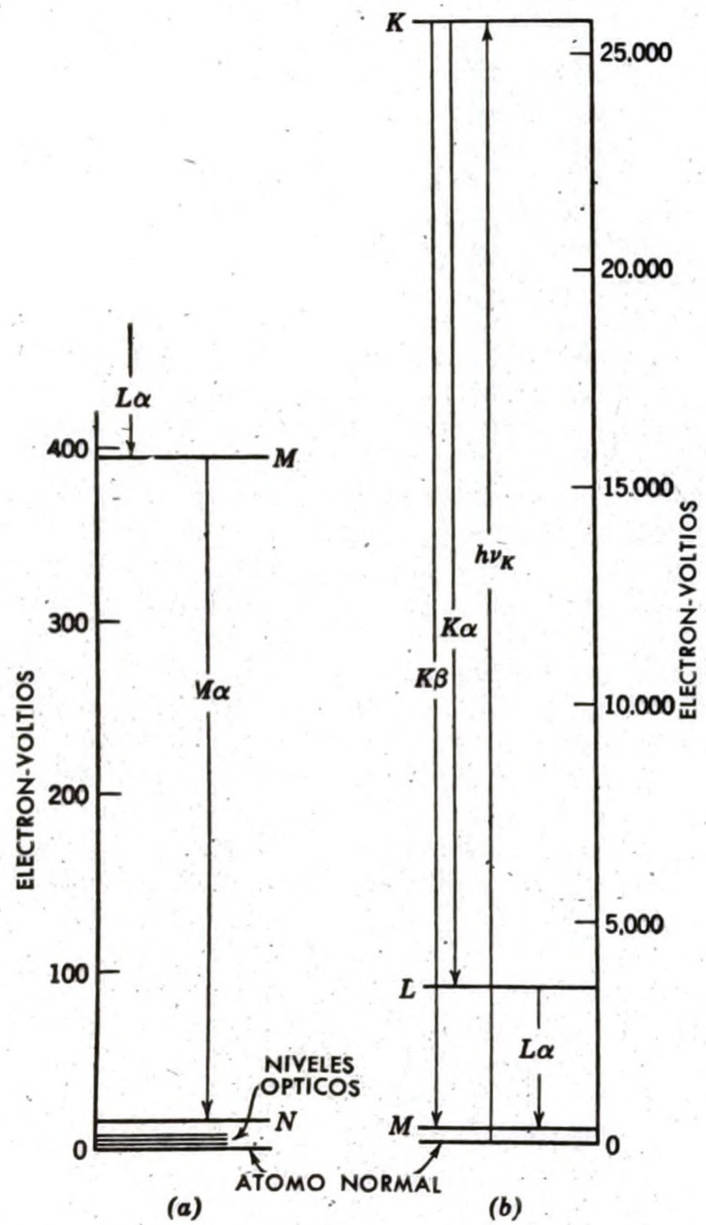


FIG. 5-17. Diagramas de niveles de energía de rayos X, que muestran las posiciones relativas de niveles ópticos y de rayos X. Los valores numéricos son aproximadamente correctos para la plata. La escala vertical de *a*) es cuarenta veces mayor que la de *b*). Aquí los niveles ópticos de un átomo, como los esquematizados en la fig. 4-4*b*, pág. 117, ocupan una pequeña región que está justo encima del nivel que representa el átomo normal.

niente representarlas en un "diagrama de energía", en el cual las distancias verticales corresponden a diferencias de energía y no tienen relación directa con las dimensiones geométricas del átomo. Un diagrama de este tipo se muestra en la fig. 5-17*b*. Decimos que un átomo está en el estado de energía representado por la línea horizontal K cuando ha perdido un fotoelectrón de la capa K, ganando con ello energía. Si viene un electrón desde la capa L para ocupar este lugar, el átomo queda en el estado L de energía inferior, representado por la línea L. La variación de energía la indicamos con la flecha $K\alpha$, entendiendo así que el átomo ha pasado desde el estado K de alta energía al estado L de energía menor; la diferencia de energía se irradia como una línea espectral, la línea $K\alpha$, que es un miembro de la serie K. Análogas explicaciones corresponden a las otras flechas del diagrama. La longitud de una flecha representa evidentemente la energía liberada y por ello, la energía del fotón emitido. Si E representa la diferencia de energía entre los estados K y M de un átomo, también es la energía emitida en la línea $K\beta$. Aplicando la condición cuántica de Bohr,

$$E = h\nu = hc/\lambda \qquad (7)$$

donde ν es la frecuencia y λ la longitud de onda la línea $K\beta$. El lector puede comprobar fácilmente que su longitud de onda es menor que la de la línea $K\alpha$. La diferencia de energía entre las líneas $K\alpha$ y $K\beta$ es la misma que la existente entre los estados de energía L y M; es por ello que un estudio de las líneas conduce a una determinación de las posiciones relativas de los estados de energía.

Cada elemento pesado posee un espectro óptico, representado por un diagrama de energía como el del átomo de hidrógeno liviano, fig. 4-4*b*, pág. 117, pero mucho más complicado, y un espectro de rayos X. Los diagramas de niveles de energía para estos dos espectros, y la relación entre ambos, se indican en las figs. 5-17*a*, y *b*. Como las energías de las líneas espectrales de rayos X son del orden de los miles de electrón-voltios, y las de las líneas espectrales ópticas son sólo de cinco o diez electrón-voltios, es difícil representar ambos conjuntos de niveles en una sola figura. La figura 5-17*a* es, en realidad, una ampliación a cuarenta veces de la parte inferior de la fig. 5-17*b*. Todo el diagrama de energías ópticas se halla reducido a un pequeño espacio al pie de la fig. 5-17*a*. Es demasiado pequeño para indicarlo en la fig. 5-17*b*. Por simplicidad, el cero de la escala se ha colocado en el nivel

llamado "átomo normal". (Sin embargo al referirse a espectros ópticos únicamente, el cero se coloca generalmente en la parte superior de los niveles ópticos, así como se hizo en la fig. 4-4*b*, y muchos autores adoptan esta convención al representar niveles de rayos X.)

En realidad, el diagrama de rayos X se complica por la división de los estados *L*, *M*, *N*, etc., en varios subestados muy próximos; solo el estado *K* permanece simple. Es esta estructura fina la que da la riqueza de las líneas espectrales de rayos X en las distintas series. La aparición de subestados múltiples se comprenderá más fácilmente cuando hayamos demostrado (capítulos VII y VIII) que para especificar el papel de cada electrón en un átomo complejo, se precisa no uno sino un conjunto de números cuánticos.

8. Espectros de absorción

El mecanismo de absorción. La absorción de rayos X se complica debido a ciertos fenómenos no mencionados en la sección 2. Supongamos un haz homogéneo, cuya longitud de onda puede variarse a voluntad. Supongamos, además, que se usan láminas finas de platino como absorbentes. Las líneas de emisión de la serie *K* del platino tienen una longitud de onda de cerca de 0,16 A. Supongamos que se comienza la experiencia con un haz de rayos X de longitud de onda 0,2 A, y se determina, mediante una cámara de ionización, en cuanto se reduce la intensidad del haz al pasar a través de un espesor fijo de absorbente. A 0,2 A los rayos no tienen suficiente energía como para ionizar la capa *K* del platino. Por ello el haz puede perder energía únicamente por dispersión y por ionización de las capas *L*, *M* y capas exteriores de los átomos absorbentes. Si se reduce ahora la longitud de onda del haz primario, el coeficiente de absorción μ disminuye rápidamente, en forma proporcional a λ^3. Sin embargo, para un valor ligeramente menor que 0,16 A, la energía resulta suficiente para ionizar la capa *K*. Esta ionización *K* significa una disminución adicional de energía en el haz; de manera que el absorbente de platino muestra un aumento repentino de poder absorbente. El resultado se ve fácilmente en forma gráfica si se representa el coeficiente de absorción μ en función de λ. Los procesos que hemos discutido cubren el rango *ABCD* en la fig. 5-18*a*, produciéndose el rápido aumento *BC* a una longitud de onda llamada límite de absorción *K*, λ_K, del platino.

Volviendo ahora a la fig. 5-18*b* vemos que, si se usara platino como absorbente de rayos X de longitud de onda 1,10 A, el valor de μ sería aproximadamente 2.000 por cm. Reduciendo la longitud de onda a 0,85 A, μ aumentaría hasta 4.000 por cm, debido a que los rayos incidentes tendrían ahora suficiente energía como para ionizar la capa *L* del platino. Esta ionización, ausente a 1,10 A, constituye una disminución adicional

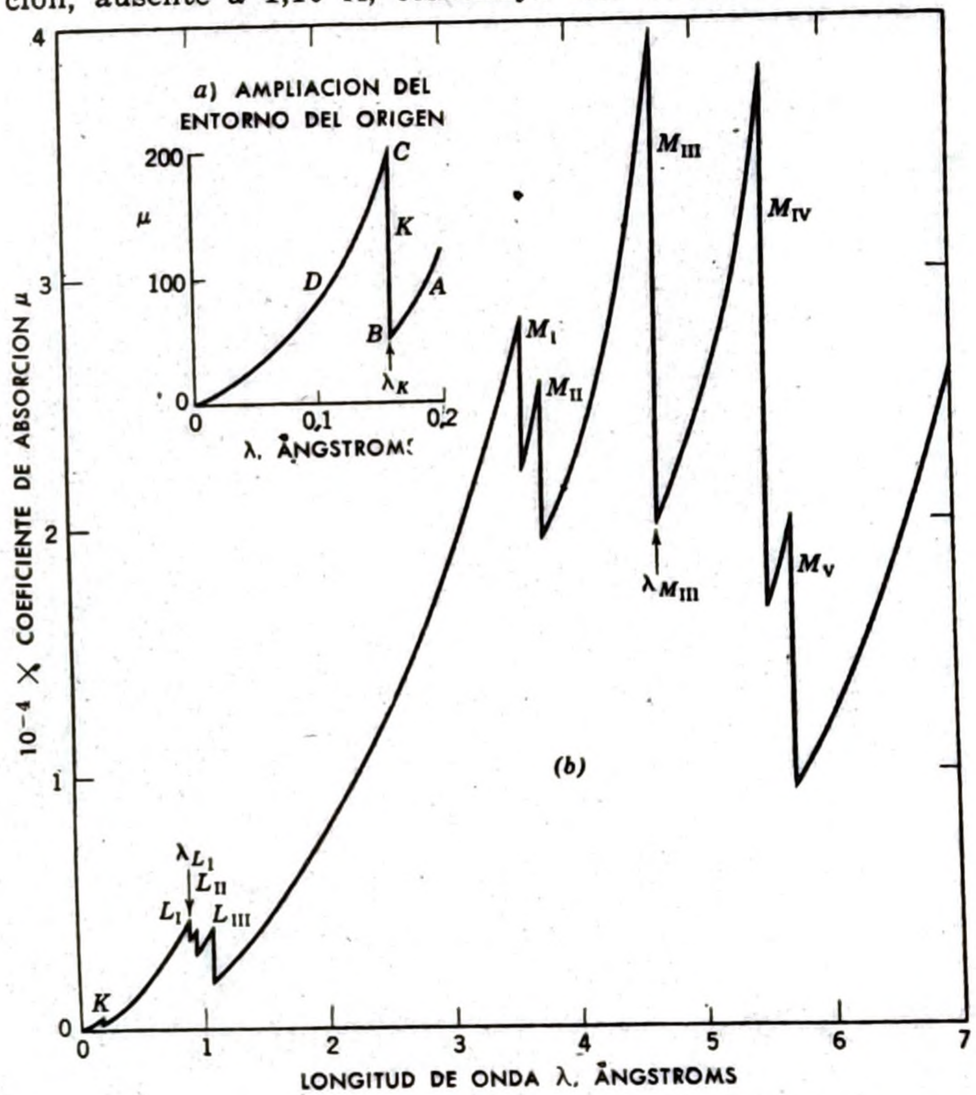


FIG. 5-18. Curva de absorción de rayos X para el platino. Se representa el coeficiente de absorción lineal μ en función de la longitud de onda de la radiación absorbida. *a*) muestra una ampliación a 10×50 veces del contorno del origen en *b*). Se indican cinco discontinuidades de absorción *M*, tres *L* y una *K*. Como ejercicio instructivo para el lector, se le sugiere redibuje la curva, usando números de onda como abscisas.

de energía del haz primario. El límite de absorción L del platino está entre 0,85 A y 1,10 A. En realidad, al disminuir la longitud de onda, la absorción aumenta rápidamente al triple a frecuencias particulares, pero excluyendo estas discontinuidades, cae lentamente, proporcionalmente a λ^3. Estas variaciones, en función de λ, demuestran la existencia de tres estados L.

La frecuencia υ_K del haz original correspondiente a la discontinuidad BC en la absorción, está dada por la relación cuántica $W_K = h\nu_K$, donde W_K es la energía necesaria para ionizar la capa K. La radicación K característica no puede ser emitida por un átomo de absorbente a menos que haya un lugar libre en la capa K, es decir, a menos que la longitud de onda primaria se reduzca a λ_K. En consecuencia, todas las líneas K deben tener energías menores, y longitudes de onda mayores, que el límite de absorción K, λ_K. Esto se ve claramente en la fig. 5-17*b*. Para llevar un átomo al estado K, un electrón debe ser emitido por la capa K y llevado más allá de la influencia del átomo, requiriendo para ello una energía $h\nu_K$. Cuando se emite una línea espectral, por ejemplo $K\beta$, no toda esta energía aparece como radiación.

La variación más pronunciada del coeficiente de absorción μ del platino en la fig. 5-18*b*, se produce en la región que va de los 6 A hasta los 3,5 A, donde aparecen los máximos de absorción M. Existen cinco máximos M, correspondientes a las cinco subdivisiones del estado M del átomo de platino. En una región de longitudes de onda que no incluya ninguna discontinuidad en la absorción, el valor de μ varía aproximadamente en proporción al cubo de la longitud de onda. Esta característica, indicada por las curvas que suben rápidamente, es fácil de ver entre las discontinuidades L_{III} y M_I en la fig. 5-18*b*.

★ En la fig. 5-17*b* la línea de emisión $L\alpha$ se indica como consecuencia de la variación de energía del átomo al pasar del estado L al M. Esto no significa que se pueden producir transiciones entre *cada* estado L y *cada* estado M. Algunas transiciones no aparecen. Aquellas que sí lo hacen pueden predecirse aplicando un conjunto de "reglas de selección", enunciadas para espectros ópticos en el capítulo VII. A partir de la fig. 5-18*b*, sin embargo, puede verse por qué los espectros de emisión L y M de un átomo son más complicados que el espectro K. Existe solo un nivel K desde el cual un electrón pueda iniciar el proceso emitiendo una línea K; pero hay *tres* niveles L y *cinco* niveles M que sirven de puntos de partida para los espectros L y M.

9. Dispersión de rayos X duros y rayos gamma

El efecto Compton; fotones de rayos X. Según se vio en la sección 3, la teoría clásica de la dispersión resultaba inadecuada para explicar las observaciones experimentales con rayos X duros y rayos gamma. La principal conclusión de esta teoría es que la radiación dispersada debe tener la misma longitud de onda que la primaria, mientras que las mediciones de absorción indican que, en parte al menos, es definitivamente más blanda. En 1922 fue enunciada una explicación satisfactoria, basándose en la teoría cuántica.

El trabajo experimental y teórico de A. H. Compton efectuando en ese año demostró que, cuando se dispersa un haz de rayos X duros, la radiación dispersada consta de dos partes; la parte "no modificada" que conserva su longitud de onda original, y la parte "modificada" que posee una longitud de

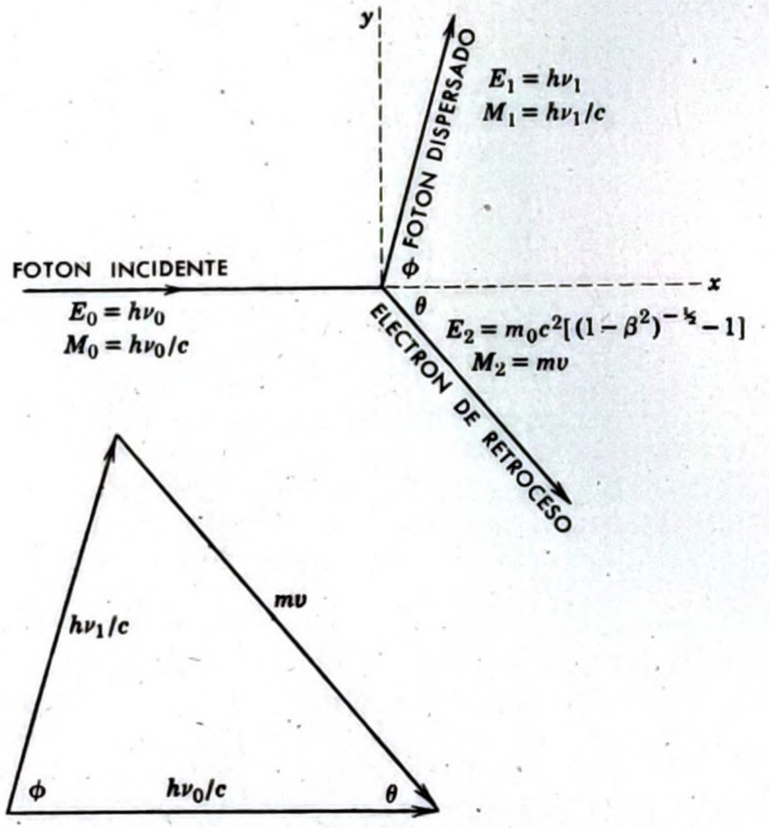


FIG. 5-19. Choque entre un fotón y un electrón; efecto Compton. Las E indican energías, las M son los impulsos de las partículas. El triángulo vectorial indica el balance de impulsos. El diagrama ilustra el caso de un fotón incidente de tungsteno $K\alpha$ ($\lambda = 0{,}21$A) dispersado a 75°, de modo que el electrón se desvía aproximadamente en 50°

onda ligeramente mayor, correspondiente a una energía menor. La aparición de la primera es explicable mediante la teoría clásica; la última exige que se considere la radiación formada por fotones que actúan como proyectiles. El choque de un fotón y un electrón libre se considera aproximadamente similar al choque de dos pelotas. Si una pelota blanca, que representa un fotón, choca con una roja (electrón), la pelota blanca será desviada, correspondiendo al rayo X dispersado; la pelota roja retrocederá adquiriendo energía cinética a expensas de la otra cuya energía disminuye en consecuencia.

El proceso se ilustra en la fig. 5-19. El fotón incidente lleva un energía $h\nu_0$. Además posee un cierto impulso, como puede verse con el siguiente argumento: la energía que lleva el fotón es equivalente a una masa $h\nu_0/c^2$, según la ecuación 7, pág. 40. Como esta masa se mueve con la velocidad c de la luz, su impulso es c veces su masa, o sea $h\nu_0/c$.

★ Para resolver este problema de dispersión hay que considerar dos principios: la conservación de la energía y la conservación del impulso. Supongamos que la dispersión se produce en el plano xy, de modo que no hay componente z del impulso. Entonces podemos escribir tres ecuaciones, una para la energía y dos para las dos componentes del impulso en las direcciones x e y:

$$h\nu_0 = h\nu_1 + m_0c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) \qquad \text{(energía)}$$

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu_1}{c}\cos\phi + mv\cos\theta \qquad \text{(impulso, componente } x\text{)} \quad (8)$$

$$0 = \frac{h\nu_1}{c}\operatorname{sen}\phi - mv\operatorname{sen}\theta \qquad \text{(impulso, componente } y\text{)}$$

En estas fórmulas, $m = m_0/(1-\beta^2)^{1/2}$ es la masa del electrón en movimiento, m_0 es su masa en reposo y v su velocidad de retroceso; β es v/c; ϕ es llamado ángulo de dispersión, es decir, el ángulo con que un observador ve la radiación dispersada; ν_0 y ν_1 son las frecuencias de los rayos X primarios y dispersados. Estas ecuaciones incluyen expresiones relativistas (pág. 40) que tienen en cuenta la alta velocidad del electrón de retroceso. La solución da valores de ν_1, v y θ en función de cantidades conocidas. Como lo que nos interesa fundamentalmente son los rayos X dispersados, solo necesitamos el valor de ν_1. A partir de los valores de ν_1 y el ν_0 original, podemos calcular las correspondientes longitudes de onda, y con ellas la variación $\Delta\lambda$ en la longitud de onda por dispersión. Así obtenemos

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\phi) \qquad (9)$$

Este resultado indica *a*) que el cambio en longitud de onda $\Delta\lambda$ independiente de la longitud de onda primaria; por ello el fenómeno no es más visible con rayos X duros donde el cambio porcentual de longitud de onda es mayor; *b*) que el cambio en longitud de onda es mayor cuanto mayor sea el ángulo ϕ bajo el cual se observa la radiación dispersada; se anula si no hay dispersión, vale h/m_0c a 90° y $2h/m_0c$ a 180°. La figura 5-20 muestra dos espectros de ionización de la línea $K\alpha$ del molibdeno dispersada a distintos ángulos por grafito. En ellas, se ve claramente el punto *b* antes enunciado. Para la radiación dispersada por grafito, observada perpendicularmente al haz primario, debiéramos obtener una variación en longitud de onda

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos 90°) = \frac{h}{m_0c} = 0{,}0242 \text{ A}$$

Si la radiación se dispersara a 135° del haz primario tendríamos que predecir un aumento en la longitud de onda de 0,0413 A. Los resultados experimentales concuerdan evidentemente con estas cifras.

Nótese que la variación en longitud de onda experimentada por la radiación cuando se dispersa a la manera cuántica, es totalmente independiente de la naturaleza del dispersor. La razón es que todas las sustancias contienen algunos electrones, ya sea libres o poco ligados a sus átomos madres. Son estos electrones libres o aproximadamente libres los que pueden tomar energía del fotón primario, dejándole menos energía al fotón dispersado. Todos los elementos, salvo los muy livianos, contienen también números variables de electrones muy ligados a sus átomos madres, y éstos son los responsables de la radiación dispersa no modificada. Resumiendo, las proporciones de rayos X dispersados no modificados y modificados varían de elemento a elemento pero el cambio en la longitud de onda de la radiación modificada depende únicamente del ángulo de dispersión, salvo muy pequeños efectos debidos a la energía de ligadura de los electrones casi libres. En el caso del molibdeno tratado más arriba, la longitud del haz incidente es cerca de 0,7 A, de manera que el aumento de 0,024 A a 90° no es significativo. Sin embargo, si la longitud de onda del haz primario fuera 0,1 A —radiación dura— el cambio en longitud de onda de la parte modificada del haz dispersado sería aún 0,242 A, lo que significa que el haz dispersado tiene dos componentes, cuyas longitudes de onda son 0,10 A y 0,1242 A. Ambas difieren en un 25 %,

y si hubiera una proporción considerable de radiación modificada, las propiedades del haz dispersado serían muy distintas a las del haz primario. Por ejemplo, como se ve en la fig. 5-18, los cambios en la longitud de onda implican

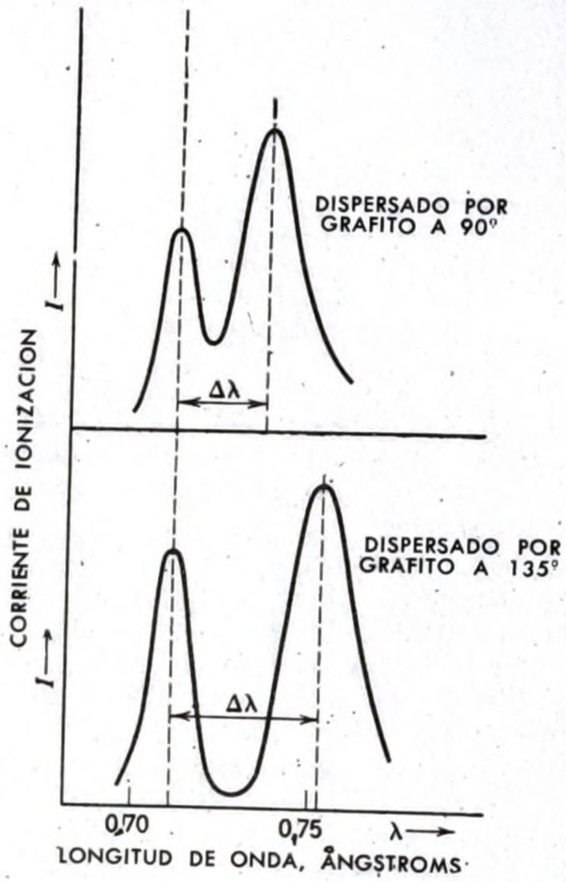


FIG. 5-20. Espectros de ionización de la radiación $K\alpha$ del molibdeno dispersada a distintos ángulos por grafito. La línea no modificada conserva la longitud de onda 0,71 A de la radiación incidente. La línea modificada aparece a una longitud de onda mayor, estando determinado el cambio en longitud de onda por el ángulo de dispersión.

cambios relativos mayores en el valor del coeficiente de absorción μ, aún cuando no haya máximos de absorción en el rango considerado. En este caso el cambio en μ es de cerca de 50 %. Con rayos gamma (capítulo X), que son análogos a los rayos X pero de longitud de onda mucho más corta, la modificación o ablandamiento parcial de un haz dispersado es aún más pronunciada. Esta diferencia en las cualidades de las radiaciones primarias y dispersadas dificulta la comparación precisa de sus intensidades.

La ecuación 9 ha sido ampliamente verificada por muchos investigadores después del descubrimiento de A. H. Compton. Nos vemos así obligados a asignarles a los rayos X, al igual que a la luz visible, un doble papel. En el capítulo VI se demuestra que también los electrones poseen esta peculiaridad. La física moderna es a menudo un juego de toma y daca entre corpúsculos y ondas.

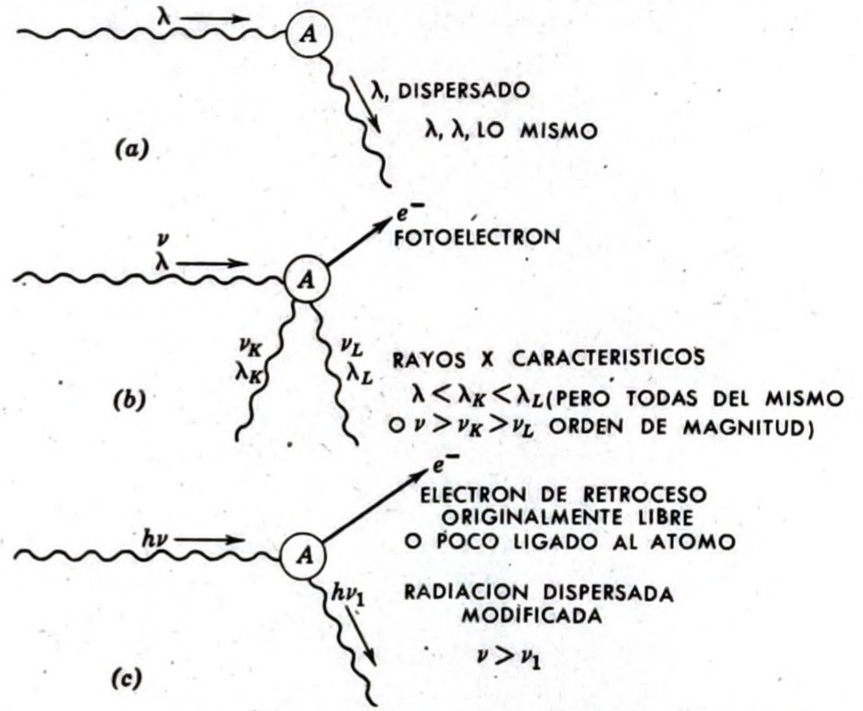


FIG. 5-21. Dispersión de radiación por un átomo A. Los electrones producen la dispersión, actuando el átomo simplemente como sostén de los electrones. *a*) se aplica a rayos X de longitud de onda larga, tal como la usada en la fig. 5-4. *b*) se aplica a rayos de dureza intermedia, mientras que el efecto Compton de *c*) es especialmente notable en el caso de rayos X duros y rayos gamma.

Para resumir algunos de los procesos importantes de interacción entre la radiación y un átomo o un electrón, se indican varios diagramas esquemáticos. En la fig. 5-21*a* los rayos X de longitud de onda λ inciden sobre un átomo A. Se produce radiación dispersada, también de longitud de onda λ. Este diagrama es aplicable en especial a elementos livianos y a radiación de corta longitud de onda.

En la fig. 5-21*b*, se emite un fotoelectrón e^-. Consecuentemente, mientras el átomo A sufre un reajuste, se emiten radiaciones K, L, y quizás otras radiaciones características. Este diagrama vale cuando λ es menor que las longitudes de onda

de las radiaciones características K, L, etc., pero del mismo orden de magnitud.

En el tercer esquema, fig. 5-21*c*, un fotón de rayos X incide sobre un electrón libre o ligeramente ligado al átomo A. El fotón se dispersa con pérdida de energía, de manera que la frecuencia después de la dispersión es ν_1, menor que ν. El balance de energía es llevado por el electrón de retroceso e^-. Este fenómeno ocurre frecuentemente con rayos X duros.

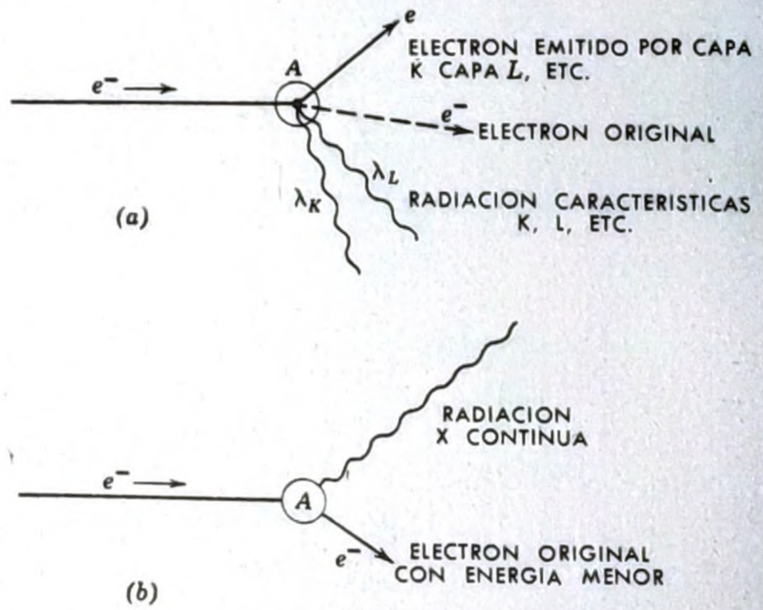


FIG. 5-22. Interacción entre un electrón móvil y un átomo estacionario. Los procesos ilustrados en *a*) aparecen cuando la energía del electrón incidente es mayor que la necesaria para que el átomo emita un electrón. *b*) registra, sin especificar ningún mecanismo detallado, la producción de radiación X continua, que forma siempre una parte importante en la emisión desde el blanco de un tubo.

Para completar lo dicho se da en la fig. 5-22 un resumen esquemático de los posibles procesos comunes cuando un electrón incide sobre un átomo. En la fig. 5-22*a*, un electrón e^- incide sobre un átomo A, ionizándolo (es decir, emitiendo otro electrón e-). El electrón original, tiende a seguir moviéndose, como se indica mediante la flecha punteada. Mientras el átomo se reajusta, se emiten rayos X característicos K, L, etc. El esquema describe el proceso especialmente con elementos pesados cuando la energía del electrón incidente es mayor que la de la radiación K característica, pero aún del mismo orden de magnitud. Compárese este esquema con la fig. 5-21*b*.

Finalmente, en la fig. 5-22*b*, un electrón e- incide sobre un átomo siguiendo su camino en otra dirección y con menor energía después del choque. El átomo emite parte de la radiación X continua (ver fig. 5-10) o, utilizando el común término científico alemán, *Bremsstrahlung* (literalmente, rayos de frenado producidos por la deceleración del electrón). Poco se ha dicho en este capítulo sobre el mecanismo de producción del espectro continuo aunque aparece en todos los rangos de energía del electrón incidente (ver pág. 145). Se lo incluye en nuestro resumen esquemático debido a su importancia en los tubos de rayos X de alta tensión, en los cuales la energía emitida en forma de radiación característica es generalmente despreciable en comparación con la energía del *Bremsstrahlung*.

★ **Rayos X muy duros.** Es posible producir radiación X mucho más dura que las líneas K características del uranio usando un tubo de alta tensión. Tal radiación forma parte del espectro continuo cuyo límite de frecuencias altas, o límite de longitudes de onda cortas (fig. 5-10), está determinado únicamente por la relación cuántica $h\nu = eV$, donde V es la tensión aplicada al tubo, e es la carga electrónica, ν es la frecuencia de la radiación en el límite de longitudes de onda cortas, y h es la constante de Planck. La radiación ultradura es importante en muchos aspectos; es útil en medicina terapéutica, por ejemplo, en el tratamiento de algunas formas de cáncer; en las industrias metalúrgicas se aplica ampliamente para detectar grietas en fundiciones pesadas; y en el trabajo científico básico se utiliza como radiación gamma artificial, lo que constituye una herramienta para estudiar la creación de materia (pág. 354) y la estructura del núcleo.

★ Para la producción de radiación X extremadamente dura se requieren tubos largos de diseño especial como el de la fig. 5-23 así como dispositivos especiales para proveer la potencia eléctrica necesaria. Hasta algo más de medio millón de voltios se pueden usar transformadores que den una gran diferencia de potencia de manera más o menos convencional. Más allá de este valor resultan satisfactorios los generadores electrostáticos gigantes (capítulo XII), y para tensiones del orden de las decenas de millón ha sido desarrollado un nuevo instrumento llamado betatrón.

★ Las propiedades de los rayos X producidos en un tubo operado a (digamos) 2.000.000 voltios son, al menos en dos aspectos, distintas de las de los rayos X comunes. En primer lugar la radiación emerge del cátodo del tubo principalmente

en la dirección de movimiento del haz de electrones. Es como si el impulso de la corriente de electrones empujara hacia adelante los rayos X, punto de vista que se comprende fácilmente si se considera la radiación como un conjunto de fotones. En segundo lugar, la eficiencia de producción de la radiación es relativamente alta. Ya hemos dicho que en un tubo ordinario solo una pequeña fracción del 1 por ciento de la potencia de entrada reaparece en forma de radiación X. En un tubo de 2.000.000 voltios la eficiencia puede ser del 6 ó 7 por ciento.

FIG. 5-23. Tubo de rayos X de 2.000.000 voltios. Los tubos diseñados para funcionar a tensiones extremadamente altas o extremadamente bajas difieren considerablemente en forma y tamaño del tubo simple de Coolidge. (Gentileza de Laboratorios Machlett.)

10. El betatrón

En 1941 D. W. Kerst informó sobre la primera construcción exitosa de un instrumento conocido hoy en día con el nombre de betatrón. El objeto del instrumento es acelerar electrones hasta muy altas energías, del orden de varios millones de electrón-voltios, sin disponer de una diferencia de potencial de tal magnitud. Esto se efectúa acelerando repetidamente los electrones mediante una fuerza electromotriz

mucho menor. Aunque el uso del principio empleado en el betatrón fue sugerido alrededor de 1920, Kerst y Serber fueron los primeros que resolvieron satisfactoriamente las dificultades teóricas y técnicas involucradas en su diseño y operación.

El principio básico del instrumento es simple. Imaginemos un lazo circular de alambre a través del cual pasa un flujo magnético en dirección perpendicular al plano del lazo. Si se aumenta o se disminuye el flujo magnético se induce en el alambre una fuerza electromotriz. Es importante, sin embargo, que la fuerza electromotriz inducida está presente, esté o no el alambre. Si la fuerza electromotriz acelera electrones en el alambre, ¿no acelerará también electrones libres en el vacío?

Para el primer betatrón de Kerst se construyó un imán con polos cónicos muy chatos de cerca de 20 cm de diámetro. Entre ellos había un tubo de vidrio cuya forma especial se muestra en la fig. 5-24. La forma de cuña de la sección era necesaria para colocar cómodamente las piezas polares. En la figura se ha suprimido una parte del tubo para mostrar con claridad el inyector de electrones *I* y el blanco *T*. Supon-

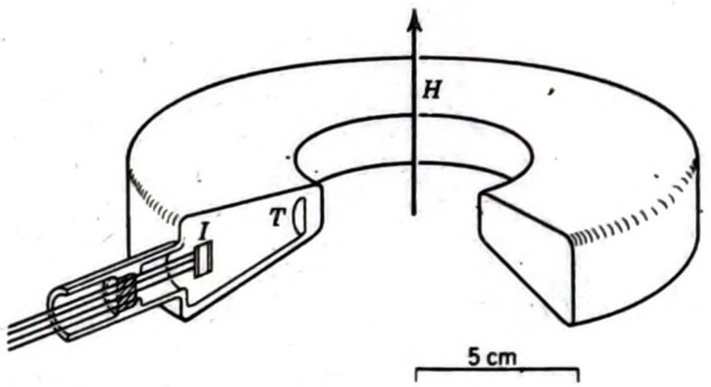


FIG. 5-24. Diagrama en corte del tubo evacuado usado en un primer modelo del betatrón. Se muestran el inyector o fuente de electrones *I* y el blanco *T*.

gamos, ahora, que aumente el flujo magnético. Algunos electrones provenientes de *I* serán acelerados por la fuerza electromotriz inducida y, al mismo tiempo, serán mantenidos por el campo magnético *H* en órbitas aproximadamente circulares. En consecuencia, los electrones permanecerán dentro del tubo evacuado, girando más y más rápido a medida que aumenta el flujo.

Todo esto sucede muy rápidamente puesto que los electrones llegan pronto a moverse con la velocidad de la luz. En el primer betatrón, el aumento en el flujo se producía en 0,004 seg, y durante este breve lapso, los electrones efectuaban alrededor de 100.000 vueltas en el tubo, adquiriendo energía en cada revolución. Mediante un diseño especial del imán y otros artificios de la técnica eléctrica, los electrones se llevaban hacia el interior recorriendo una suave espiral hasta que llegaban al blanco *T*.

En realidad, el electroimán era excitado mediante una corriente alterna de frecuencia 600 ciclos por segundo. El proceso descripto más arriba sucedía durante el primer cuarto de ciclo. Durante el segundo cuarto de ciclo nada ocurría. Durante el tercer cuarto de ciclo nuevos electrones eran acelerados en el tubo pero en dirección opuesta a la de los electrones del primer cuarto de ciclo. El último cuarto de ciclo era nuevamente un período inactivo. De ese modo, el blanco *T* era bombardeado por los electrones una vez de un lado y otra

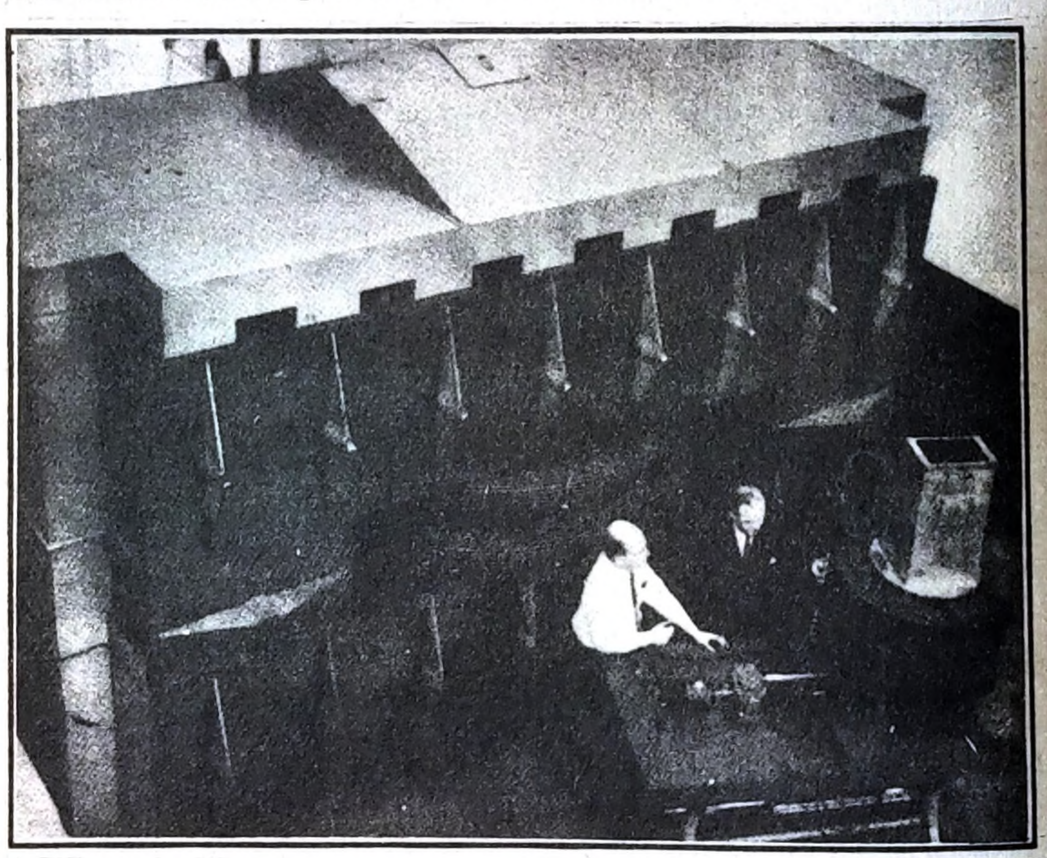


FIG. 5-25. Betatrón de 100.000.000 voltios. El tubo anular evacuado se encuentra entre las bobinas planas que se ven en el centro de la figura. Sobre la mesa se halla un betatrón mucho menor. (Gentileza de General Electric Co.)

del otro, 600 veces por segundo en cada cara. En consecuencia, los rayos X se producían intermitentemente. El instrumento original daba alrededor de 1 microamp de electrones a 2,3 millones de voltios. Distintos modelos ulteriores, cada uno de ellos mayor que su antecesor, han sido diseñados para 20.000.000 a 300.000.000 ev. En la fig. 5-25 se reproduce una fotografía del betatrón de 100.000.000 voltios de la General Electric.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 9, 10, 14, 16, 35, 36, 66, 83, 92, 96.

PROBLEMAS

1. ¿Cuánto calor se generará por segundo en el blanco de un tubo de rayos X que funciona a un potencial estacionario de 20 kv con una corriente de 10 ma? ¿Cuánta potencia se emite aproximadamente como rayos X si la eficiencia es 0,2 por ciento?

2. ¿Qué fracción de un haz de rayos X atravesará una placa de aluminio de 0,25 cm de espesor si $\mu = 0{,}42$ por cm? Repetir el cálculo para plomo, para el cual μ es 40 por cm. ¿Qué espesor de plomo es equivalente en poder absorbente a los 0,25 cm de aluminio?

3. Efectuar un cálculo para demostrar que una red de difracción ordinaria usada a incidencia normal no puede ser utilizada convenientemente para producir espectros de rayos X, debido a las longitudes de onda más cortas. Suponer una red plana con 1.000 líneas/mm tal que los espectros se forman a 1 m de la red. Calcular la distancia del espectro de primer orden a la imagen central, suponiendo $\lambda = 1$ A.

4. Usando la relación $eV = h\nu$ calcular la tensión mínima que debe aplicarse a un tubo de rayos X para producir fotones de rayos X de longitud de onda 0,1 A, 3,0 A.

5. Calcular el menor ángulo de Bragg al cual la radiación $K\alpha_1$ del molibdeno ($\lambda = 0{,}71$ A) se reflejará en la calcita ($d = 3{,}036$ A). ¿A qué ángulo se producirá la reflexión de cuarto orden? Repetir los cálculos para la radiación $K\alpha_1$ del cobre ($\lambda = 1{,}54$ A).

6. Una cierta línea espectral *A* se refleja, en el primer orden, en la cara de un cristal con un ángulo de Bragg de 30°. Otra línea *B* se refleja, en el tercer orden, en la misma cara cristalina con un ángulo de 60°. Hallar la relación de las longitudes de onda de *A* y *B*.

7. La línea $K\beta_2$ de un átomo es emitida cuando el átomo experimenta una variación de energía del estado *K* al *N*. Usando las fig. 5-17 *a* y *b*, ¿cuál es la energía de la línea $K\beta_2$ de la plata, en electrón-voltios? ¿Cuál es su longitud de onda? Comprobar los resultados con el Cuadro 5-2.

8. Reescribir las ecuaciones 8 para el caso en que el fotón choca de frente con el electrón. En este caso el fotón se dispersa en 180°, y las direcciones de movimiento de todas las partículas son a lo largo del eje X. En el apéndice 9, ref. 82, pág. 516, puede hallarse una solución de las ecuaciones 8.

9. Probar la fórmula $n\lambda = d \mid \text{sen } \phi - \text{sen } \theta \mid$ que da la difracción de radiación por una red plana. Los símbolos son los definidos en la ecuación 2, pág. 138.

10. Calcular la longitud de onda de los fotones de mayor energía emitidos por un tubo de rayos X que funciona a un potencial continuo de 80.000 voltios. ¿A qué ángulo de Bragg se reflejarán estos fotones, en el primer orden, en los planos 100 del cloruro de sodio?

11. Un campo magnético de 700 oersteds atraviesa perpendicularmente un lazo circular de alambre cuyo diámetro es 16 cm. El campo se reduce a cero en 0,01 seg. ¿Qué fuerza electromotriz se genera en el lazo de alambre?

12. La figura 5-14 es una fotografía de polvo cristalino tungsteno metálico. ¿Cuáles son las distancias entre planos sucesivos que producen las ocho reflexiones fuertes que aparecen en la fotografía? ¿Existe la posibilidad de que alguna de estas líneas sea una reflexión de segundo orden? Se requieren los siguientes datos: Se usó la radiación $K\alpha_1$ del cobre, $\lambda = 1{,}54$ Å; la distancia real entre el centro de A y el centro de B, medida a lo largo de la pared de la cámara cilíndrica, era de 1,80 cm. El radio de la cámara era 5,73 cm. Para grandes ángulos de Bragg, la contribución de $K\alpha_2$ se distingue de la de $K\alpha_1$ en que es más intensa que $K\alpha_2$. Se sugiere al estudiante que proceda del siguiente modo: *a*) hacer mediciones a lo largo de la mitad de la fig. 5-14 anotando la distancia de cada línea al centro de A; *b*) ajustar estas lecturas tomando en cuenta la escala en que ha sido reproducida la fig. 5-14; *c*) usar la geometría circular para hallar los ángulos de reflexión de las líneas medidas; *d*) aplicar la ley de Bragg.

13. Tomando datos tan precisos como sea posible de la fig. 5-18 dibujar un diagrama de niveles de energía para el platino, indicando los niveles K simple, L triple y M quíntuple en sus posiciones relativas correspondientes.

14. Un fotón de la radiación Kα del molibdeno. $\lambda = 0{,}71$ A, es dispersado a 90° por un electrón. Calcular el impulso de los fotones incidente y dispersado.

15. Dibujar vectores que representen los impulsos de ambos fotones en el problema 14, recordando que sus direcciones relativas ya han sido determinadas.

16. Agregar al diagrama del problema 15 un vector que represente el impulso del electrón de retroceso. (En la dispersión Compton, el impulso del fotón original es igual a la suma de los impulsos del fotón dispersado y del electrón de retroceso.) A partir de la geometría de la figura, calcular el impulso del electrón y su dirección.

17. En el caso del electrón que se mueve bastante lentamente del problema 16 es razonable omitir cálculos relativistas y suponer el impulso del electrón igual al producto de su masa en reposo por su velocidad. Hallar la velocidad con la que retrocede el electrón. ¿Qué fracción es de la velocidad de la luz?

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. 48 cal/seg; 0,4 vatios.
2. 0,90, $0{,}45 \times 10^{-4}$, $2{,}6 \times 10^{-3}$ cm.
3. 0,01 cm; separación angular 10^{-4} rad.
4. 124.000, 4130 voltios.
5. 6°43'; 27°55'; 14°43'; no puede producirse.
6. 1,73.
7. 25.900 ev; 0,48 A.
10. 0,155 A; 1°35'.
11. 0,141 voltios.
12. Aproximadamente 2,15; 1,53; 1,25; 1,09; 0,98; 0,89" 0,83; 0,78 A. De éstas, la primera y la cuarta pueden ser reflexiones de primero y segundo orden; así también la segunda y la octava.
14. 9,3; $9{,}0 \times 10^{-19}$ g cm/seg.
16. $12{,}9 \times 10^{-19}$ g cm/seg, 44°8' de la dirección del fotón incidente.
17. $1{,}42 \times 10^{9}$ cm/seg; 0,047.

CAPÍTULO VI

ONDAS ASOCIADAS CON PARTÍCULAS MATERIALES

1. Introducción

Aunque el modelo atómico planetario era ampliamente aceptado en 1920, la teoría de Bohr había chocado con dificultades. Se aplicaba bien al caso del hidrógeno, pero discrepaba totalmente con los niveles de energía observados para el helio o para cualquier átomo formado por más de dos partículas. También había otras dificultades, que no sería apropiado considerar aquí. Gradualmente gravitaron sobre el problema ideas que entrañaban la filosofía básica de la física, la interpretación adecuada de las experiencias y el significado de los modelos atómicos. Por ejemplo, en general se admitía que nunca sería posible observar en forma directa un electrón moviéndose en una órbita en derredor del núcleo. Poco a poco se llegó a reconocer que las propiedades de un átomo debían necesariamente inferirse o deducirse a partir de experimentos indirectos, la mayoría de los cuales dependía de la interacción de la luz o de otras radiaciones electromagnéticas con uno o más electrones. De este modo no podían justificarse, lógicamente, las manifestaciones dogmáticas sobre el comportamiento del electrón en un átomo a menos de comprender bien la naturaleza de la radiación. En consecuencia, era algo desconcertante pensar en las dos teorías corrientes sobre la radiación: la teoría ondulatoria clásica, que daba una explicación preciosa de los efectos de interferencia y difracción, y la teoría de los fotones, que daba cuenta del efecto fotoeléctrico y de las características de la radiación proveniente de cuerpos negros.

La idea de Einstein de que las ondas sirven únicamente como guías para los fotones (pág. 103) era bien conocida pero muchos físicos pensaban que esta sugestión introducía un nuevo y difícil concepto para explicar otro.

Sin embargo en 1922 L. de Broglie sugirió que, si los fotones iban acompañados por ondas, sería razonable esperar que lo que se consideraba como partículas *materiales* tuviera algún tipo de movimiento ondulatorio acompañante que se asociara con ellas. El mismo punto de vista fue independientemente sostenido por Elsasser. De Broglie postuló que tales ondas existían y las llamó ondas materiales usando este nuevo enfoque para explicar la cuantificación del átomo de hidrógeno. La nueva teoría alcanzó su desarrollo total en manos de Schroedinger, en 1925. Su teoría es denominada *mecánica ondulatoria*.

En 1925 se hizo un avance importante, cuando Davisson y Germer descubrieron que los electrones dispersados por un cristal formaban un esquema de difracción. Sus experiencias demostraron en forma decisiva que debemos asociar un sistema de ondas a un haz de electrones. Independientemente G. P. Thomson halló que los electrones se difractan al pasar a través de delgadas láminas metálicas, formando una imagen del tipo Debye-Scherrer-Hull, similar a la de los rayos X (pág. 153). De esta manera los electrones (y en realidad todas las partículas conocidas) tienen tanto propiedades ondulatorias como corpusculares.

En este capítulo presentaremos las ideas esenciales de De Broglie y las demostraciones experimentales, antes mencionadas, de las ondas materiales. Luego, expondremos la mecánica ondulatoria aplicando la teoría de ondas materiales al problema de la estructura atómica. Podremos demostrar, entonces, hasta qué punto se han unido los modelos ondulatorio y corpuscular de la materia y, finalmente, cuán estrecho es el paralelismo entre nuestros conceptos actuales de luz y materia.

Para guiar al lector resumimos algunas relaciones entre las teorías de la luz y la materia en el cuadro 6-1, que naturalmente será mejor apreciado una vez leído el capítulo.

2. Teoría ondulatoria de la materia de De Broglie

En 1922 L. de Broglie se sintió particularmente atraído por la idea de Einstein de que las leyes de la óptica podían deducirse suponiendo que la luz está formada por pequeñas partículas guiadas por "campos fantasma". De Broglie se planteó la siguiente pregunta. Ya que el comportamiento de los fotones, cuya masa en reposo es nula, es decididamente distinto del de los cuerpos que tienen masas apreciables, ¿no es de esperar que las partículas que poseen masas pequeñas

pero finitas actúen de alguna manera intermedia? En otras palabras, ¿no se comportarán los electrones y protones, debido a sus pequeñas masas, de modo algo similar a los cuantos de luz? Hemos visto que la frecuencia ondulatoria y la masa del fotón están relacionados por la siguiente fórmula:

$$\nu = \frac{\text{Energía}}{\text{Constante de Planck}} = \frac{W}{h} = \frac{mc^2}{h} \qquad (1)$$

donde m representa la masa real del fotón, $h\nu/c^2$. La longitud de onda resulta, en consecuencia,

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{h}{mc} = \frac{h}{\text{Masa del fotón} \times \text{Velocidad del fotón}} \qquad (2)$$

CUADRO 6-1. PARALELISMO ENTRE LAS TEORÍAS FÍSICAS

Teorías de la luz	Teorías de la materia
1. *Teoría corpuscular simplificada* Los fotones siguen a los rayos, cuyas trayectorias pueden deducirse mediante principios muy semejantes a los de la mecánica de Newton.	1. *Teoría corpuscular simplificada* Las partículas obedecen las leyes de la mecánica de Newton.
2. *Teoría ondulatoria* La teoría se refiere a ondas continuas que producen los efectos de interferencia y difracción. Las ondas estacionarias producidas por interferencia corresponden a la cuantificación. No se mencionan fotones.	2. *Teoría ondulatoria* La teoría se refiere a ondas continuas que producen los efectos de interferencia y difracción. La cuantificación, según de Broglie y Schroedinger, corresponde a ondas estacionarias. No se mencionan partículas en ciertas formas extremas de la teoría.
3. *Evidencia de la conexión* La experiencia exige que, si las ondas tienen una frecuencia υ, la energía del fotón sea $h\upsilon$.	3. *Evidencia de la conexión* La experiencia exige que, si una partícula tiene energía E, se asocien con ellas ondas de frecuencia $\upsilon = E/h$.
4. *La interpretación del "campo fantasma" de Einstein reconcilia parcialmente las teorías corpuscular y ondulatoria.* La amplitud de las ondas electromagnéticas determina la densidad de fotones en cualquier punto de manera estadística. No se puede predecir exactamente el comportamiento de un fotón individual.	4. *La interpretación probalística de Born reconcilia parcialmente las teorías corpuscular y ondulatoria.* La amplitud de las ondas materiales determina la densidad de partículas en cualquier punto de manera estadística. No se puede predecir exactamente el comportamiento de una partícula individual.

Si suponemos ahora que las partículas de masa muy pequeña como los electrones se comportan de manera análoga a los fotones, tenemos que reconocer que estas partículas pueden estar dirigidas por "ondas materiales" cuya longitud de onda sea, por analogía con la luz,

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\text{Masa de la partícula} \times \text{Velocidad de la partícula}} \qquad (3)$$

donde m es la masa de la partícula material y v su velocidad. Ésta es la hipótesis totalmente nueva que L. De Broglie introdujo en la física en 1923. En el cuadro 6-2 se dan ejemplos de longitudes de onda predichas para partículas de diferentes masas y velocidades. Las longitudes de onda de las ondas de De Broglie asociados con electrone cuyas energías están con prendidas entre 1 y 100 ev son del mismo orden de magnitud que las de rayos X.

CUADRO 6-2. LONGITUDES DE ONDA ASOCIADAS CON PARTÍCULAS MATERIALES

Partícula	Masa m_o (g)	Velocidad (cm/seg)	Longitud de onda de De Broglie
Electrón lento	9×10^{-28}	1	7,27 cm
Electrón lento	9×10^{-28}	100	0,0727 cm
Electrón de 1 voltio	9×10^{-28}	$5{,}94 \times 10^{7}$	$1{,}22 \times 10^{-7}$ cm = 12,2 A
Electrón de 100 voltios	9×10^{-28}	$5{,}94 \times 10^{8}$	$1{,}22 \times 10^{-8}$ cm = 1,22 A
Partícula alfa de 100 voltios	$6{,}6 \times 10^{-24}$	$6{,}94 \times 10^{6}$	$1{,}43 \times 10^{-10}$ cm = 0,0143 A
Partícula alfa del radio	$6{,}6 \times 10^{-24}$	$1{,}51 \times 10^{9}$	$6{,}56 \times 10^{-13}$ cm
Pelota de golf en movimiento	45,9	2.500	$5{,}71 \times 10^{-32}$ cm

3. Verificación de la naturaleza ondulatoria de los electrones

Experiencias de Davisson y Germer con electrones lentos. Hemos visto que los rayos X monocromáticos son difractados por las caras de un cristal únicamente a ángulos definidos, mientras que de manera algo distinta la luz óptica monocromática es difractada por una red en ciertas direcciones elegidas. Davisson y Germer fueron los primeros en descubrir que los electrones también son difractados por las superficies de un cristal. En la fig. 6-1, se ve la disposición del ingenioso aparato usado en sus experiencias.

Las partes indicadas están dentro de un tubo de vidrio de manera de poder evacuar el espacio comprendido entre el filamento y el cristal. Los electrones son emitidos por el filamento F y son acelerados al pasar a través de las ranuras del cañón de electrones G. Los electrones inciden entonces, sobre

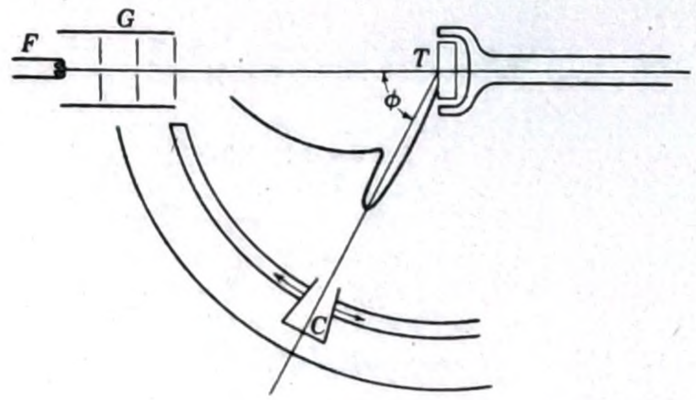


FIG. 6-1. Corte simplificado del aparato usado por Davisson y Germer para obtener difracción de un haz de electrones.

la cara cristalina colocada en T. Aquellos reflejados o difractados por el cristal son capturados por el colector, que está conectado a un galvanómetro sensible. El aparato está dispuesto de manera que el colector C puede moverse dentro del tubo evacuado formando cualquier ángulo ϕ con el haz incidente de electrones. El colector también puede girar alrededor de un eje colineal con la corriente de electrones, como para barrer prácticamente todo el espacio en el hemisferio que cubre el cristal. El ángulo azimutal respecto de este eje que forma el colector con algún plano de referencia dado, es llamado θ.

El procedimiento que siguieron Davisson y Germer era, primero, medir la corriente del galvanómetro al variar el ángulo azimutal θ manteniendo todo el resto fijo. Hallaron que la corriente variaba en forma periódica. En segundo lugar fijaron el ángulo azimutal en una de las posiciones que correspondía a un máximo de corriente y con una tensión acelerante fija variaron el ángulo θ que forma el colector con el rayo incidente y representaron el ángulo en función de la lectura en el galvanómetro. De ese modo, obtuvieron los gráficos que se muestran en la fig. 6-2*a*. Luego variaron el potencial de aceleración y obtuvieron un segundo gráfico que se indica en la fig. 6-2*b*. Hicieron curvas para distintas tensiones, y para ciertas tensiones bien definidas, obtuvieron picos como los que se muestran en la fig. 6-2*c*.

A partir de los ángulos correspondientes a estos picos en forma de dedo y de la distancia entre átomos en las caras del cristal, usaron la ley de Bragg ($n\lambda = 2d \operatorname{sen} \theta$) para comprobar si las longitudes de onda de los electrones reflejados, calculadas según las predicciones de De Broglie, concordaban con las observadas experimentalmente. Al principio se pensó que ha-

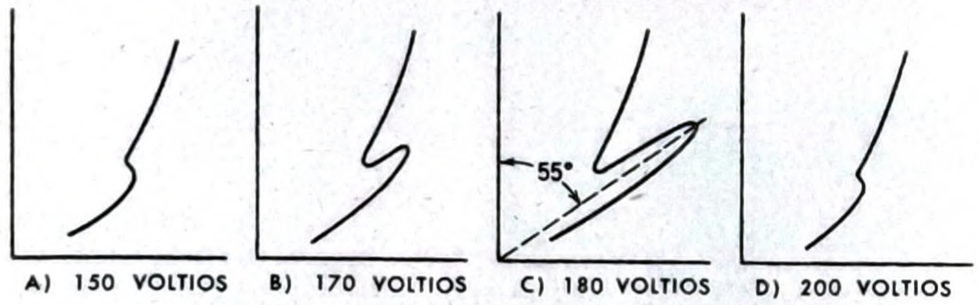
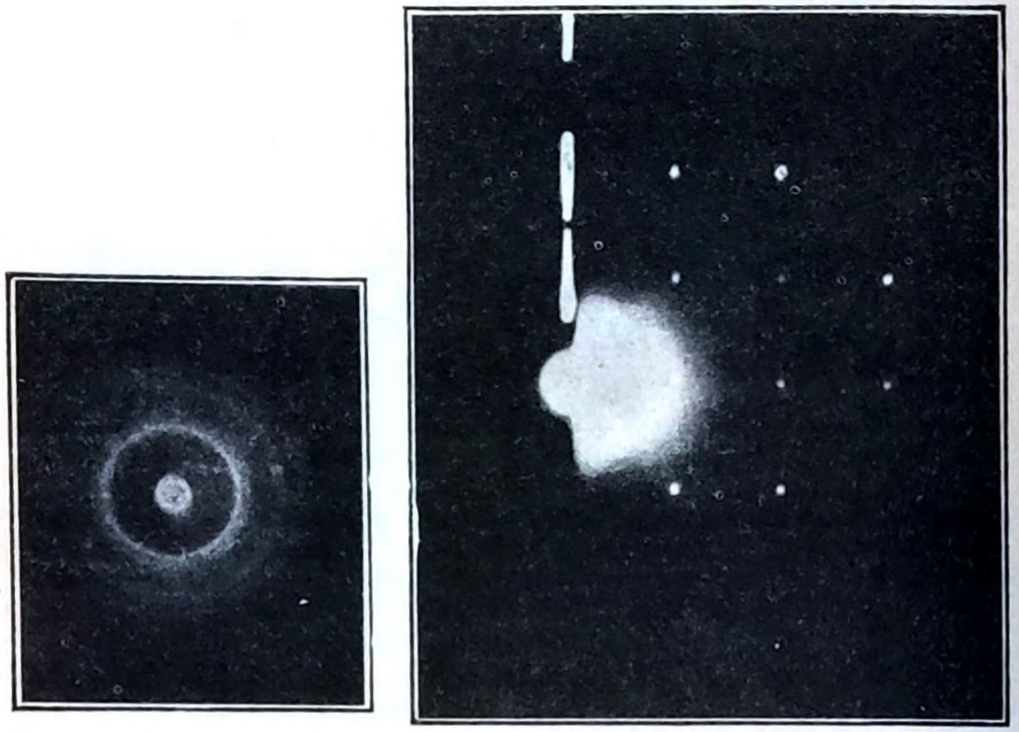


FIG. 6-2. Diagramas polares en los cuales el radio vector es proporcional a la corriente de electrones y el ángulo es el comprendido entre el haz incidente de electrones y el haz reflejado. La tensión se refiere a la energía de los electrones incidentes.

bía una discrepancia importante en las longitudes de onda pero más tarde se descubrió que la discrepancia nacía de suponer que el índice de refracción de las ondas materiales en el cristal era próximo a la unidad, como el de los rayos X. Después de calcular exactamente el índice de refracción para las ondas materiales se demostró que todos los picos de Davisson y Germer estaban en la posición correcta correspondiente a las longitudes de onda calculadas mediante la relación $\lambda = h/mv$. Por ello es razonable y necesario hablar de *difracción de electrones*. En realidad, éste fue un triunfo para la hipótesis de De Broglie de que la materia tiene una estructura ondulatoria muy similar a la de la luz.

Experiencias con electrones rápidos. Independientemente G. P. Thomson descubrió la difracción de electrones por otro camino. Haciendo pasar electrones de gran velocidad a través de láminas metálicas muy delgadas obtenía, usando una lámina de oro, el esquema que se muestra en la fig. 6-3*a*. Con un cristal simple de cobre obtuvo el esquema de difracción indicado en la fig. 6-3*b*. El efecto es análogo al que se tiene cuando se observa una luz distante a través de un pañuelo de malla fina. Kikuchi, trabajando en Tokio, obtuvo magníficas imágenes de difracción de Laue (pág. 139), haciendo pasar electrones a través de hojas finas de mica, las que se muestran en la fig. 6-4.



(*a*) (*b*)

FIG. 6-3. *a*) Esquema de difracción obtenido por G. P. Thomson haciendo pasar un angosto haz de electrones a través de una lámina delgada de oro. *b*) Esquema obtenido por reflexión en un cristal único de cobre.

★ **Difracción de átomos y moléculas por cristales.** A temperaturas ordinarias, la velocidad promedio de una molécula gaseosa de bajo peso atómico es tal que su longitud de onda de De Broglie, dada por la ecuación 3, es una fracción de angstrom. Entonces es de esperar que los átomos o moléculas que incidan adecuadamente sobre superficies cristalinas, produzcan haces difractados que obedezcan la ecuación de Bragg. Poco después del descubrimiento de la difracción de electrones, T. H. Johnson demostró la difracción del hidrógeno atómico por cristales. La difracción de neutrones, completamente análoga, se describe en el capítulo XI.

Todos estos resultados nos llevan a una posición respecto de la materia que corresponde exactamente a la que llegamos con respecto a la luz. Nuestras experiencias cotidianas se efectúan en una escala de tamaños que enmascara completamente los efectos debidos a las propiedades ondulatorias de la

materia pero experimentos suficientemente refinados indican que debemos asociar ondas con las partículas materiales —ondas que se interfieren y son difractadas como las ondas sonoras o las ondas luminosas. Cuando se pueden despreciar las ondas, el movimiento de las partículas puede ser suficientemente bien descripto mediante las leyes de Newton o la extensión de

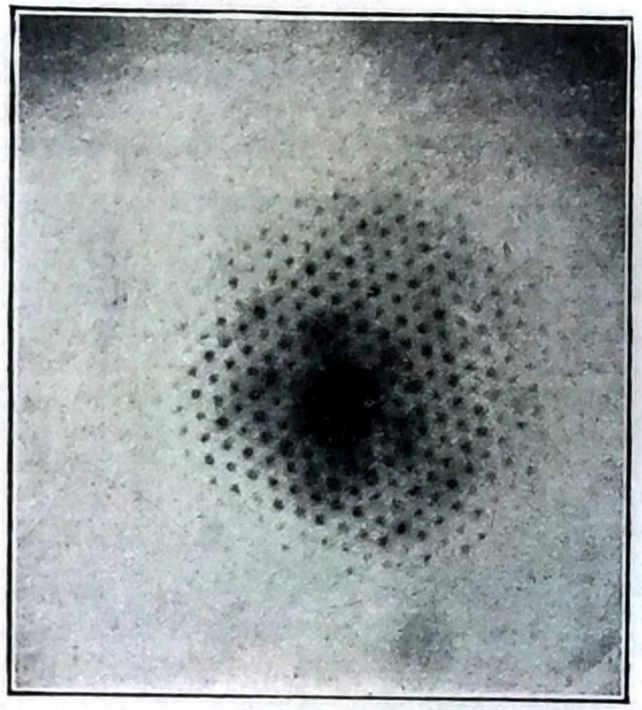


FIG. 6-4. Imagen de difracción obtenida por Kikuchi haciendo pasar un fino haz de electrones a través de una lámina delgada de mica.

estas leyes provista por la teoría de la realidad de Einstein; pero cuando deben tomarse en cuenta las ondas, los movimientos no se pueden predecir mediante leyes mecánicas ordinarias. Nos vemos en la necesidad de una nueva teoría que dé cuenta del comportamiento de las ondas materiales.

4. El microscopio electrónico

Nos apartamos ahora de la línea principal del argumento para demostrar cómo la pequeñez de la longitud de onda de los electrones rápidos ha permitido el desarrollo de microscopios extraordinariamente poderosos. La teoría de muchos ins-

trumentos ópticos involucra un concepto conocido como poder resolvente (pág. 65). Un buen telescopio o microscopio debe poseer no solo un alto aumento sino también un alto poder resolvente para los detalles finos. El poder resolvente de un instrumento es una medida de su posibilidad de mostrar, como imágenes distintas, dos puntos muy próximos en el campo de visión. En un telescopio esta propiedad depende directamente del diámetro de la lente objetivo y es inversamente proporcional a la longitud de onda de la luz usada. Sin desviarnos mucho de la verdad, lo mismo puede decirse del poder resolvente de un microscopio. El límite de resolución de un microscopio, más allá del cual es imposible ir por cualquier medio

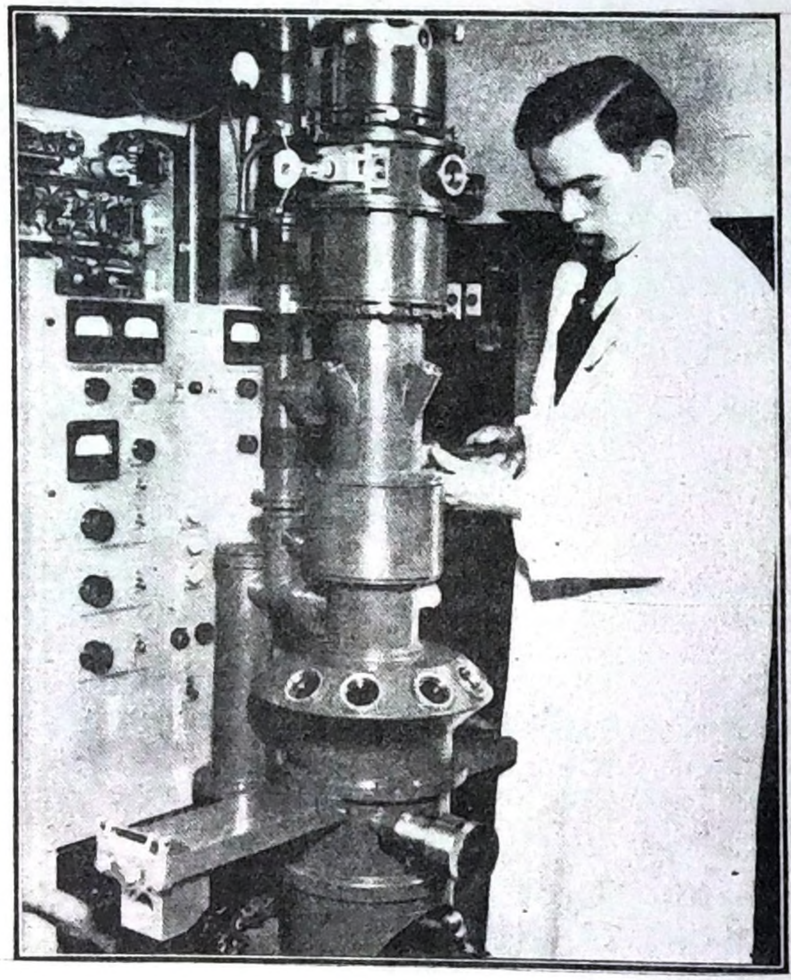


FIG. 6-5. Microscopio electrónico. Las ventanillas inclinadas cerca del pie de la figura permiten una examinación visual sobre una pantalla fluorescente de la imagen final, antes de tomar la fotografía.
(Gentileza de Radio Corporation of America.)

concebible, es del orden de magnitud de la longitud de onda de la luz. Esto significa que las imágenes de dos puntos que están separados en menos que 1 longitud de onda, vistos a través del microscopio, se funden en una sola imagen; y no puede detectarse ningún detalle de forma o brillo en un objeto que tenga menos que 1 longitud de onda de diámetro. Sabemos que los rayos X tienen una longitud de onda que es 1/5.000 partes la de la luz visible, o menor. En consecuencia, si se pudieran usar rayos X en lugar de luz visible para la iluminación del microscopio, se podría construir un supermicroscopio con el cual se verían claramente objetos de más de

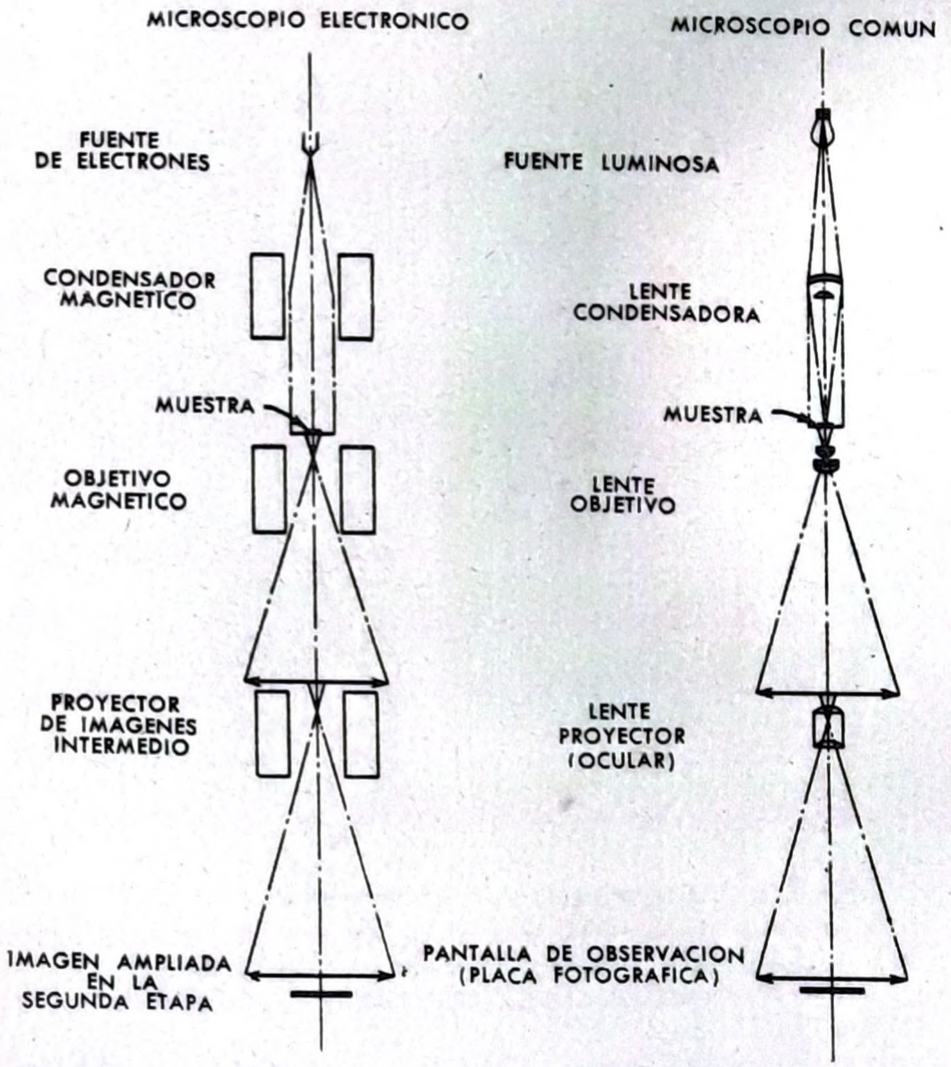


FIG. 6-6. Marcha de rayos en un microscopio electrónico, con el esquema correspondiente a un microscopio común, para su comparación.
(Modificación de un diagrama cedido por Radio Corporation of America.)

1 longitud de onda de rayo X. Desafortunadamente, los rayos X no pueden refractarse a través de lentes, como la luz visible. Teóricamente sería posible inventar un microscopio de rayos X que usara espejos en lugar de lentes. Kirkpatrick ha diseñado algunos instrumentos de este tipo pero las dificultades prácticas de construcción y ajuste son enormes.

Sin embargo vemos en el cuadro 6-2 que un electrón de 10.000 voltios tiene una longitud de onda de cerca de 0,1 angstrom; y tal electrón puede atravesar, digamos, 50 capas de átomos luminosos sin experimentar una pérdida seria de energía. Además, un electrón como ése puede ser desviado, o "refractado", por campos magnéticos o eléctricos. En consecuencia, existe la posibilidad, de construir un microscopio que use electrones en lugar de luz visible, y que tenga un poder resolvente tan bueno como el del supermicroscopio de rayos X mencionado más arriba. Un microscopio electrónico de este tipo es hoy un instrumento común en la investigación física, química y biológica.

En la fig. 6-5 se muestra un microscopio electrónico de diseño americano. Refiriéndonos a la fig. 6-6 podemos seguir la corriente de electrones desde lo que es prácticamente una fuente puntual, en la parte superior del diagrama. El haz divergente se hace primero paralelo mediante el campo magnético de una bobina que tiene así el papel de una lente condensadora. Luego el haz incide sobre la muestra. Los electrones pasan a través de las partes delgadas de la muestra pero son parados o desviados por las partes gruesas. El haz resultante transporta la imagen de la muestra, se hace pasar primero a través de una lente magnética que produce una imagen intermedia grande al pie del tubo objeto. Allí una pequeña parte de la imagen es seleccionada para ser ampliada por la bobina de proyección que enfoca finalmente los electrones sobre una placa fotográfica. Una imagen previa a la final se obtiene sobre una pantalla fluorescente colocada encima de la placa mirando a través de las ventanillas inclinadas (fig. 6-5). Luego se retira la pantalla mientras se toma la fotografía.

Una fotografía típica producida por el haz electrónico tiene una ampliación de 10.000 ó 20.000. A menudo la fotografía es tan nítida, debido al alto poder resolvente del instrumento, que el negativo original puede ser ampliado hasta 180.000 veces. Esta cifra es aproximadamente cien veces mayor que la obtenida satisfactoriamente mediante un microscopio común. En la fig. 6-7 se muestra una fotografía de una muestra biológica interesante.

5. Cuantificación de De Broglie del átomo de hidrógeno

Previamente al descubrimiento del fenómeno de difracción de electrones De Broglie había notado que el método de cuantificación usado en la teoría de Bohr estaba estrechamente ligado con las propiedades ondulatorias del electrón. Fue mediante una investigación totalmente teórica de esta relación que se descubrió una nueva teoría del átomo. Vimos en la página 113

FIG. 6-7. Micrografía electrónica de los bacilos de paratifoidea (*Bact. typhosum*). Ampliación: 10.000. La línea recta en el ángulo derecho inferior mide 10^{-4} cm. Los largos filamentos capilares forman parte de las bacterias. Se ven filamentos cortados esparcidos sobre la figura. El efecto tridimensional está producido por una técnica experimental conocida como *shadow casting*. (Gentileza de Robley C. Williams y R. W. G. Wyckoff.)

que los radios de las distintas órbitas circulares de Bohr están dados por

$$a_n = \frac{n^2h^2}{4\pi^2mZe^2} \qquad (4)$$

y que la velocidad del electrón en su órbita es

$$v = \frac{2\pi Ze^2}{nh} \tag{5}$$

La longitud de onda de las correspondientes ondas materiales es

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{nh^2}{2\pi mZe^2} \tag{6}$$

Si se divide ahora la longitud de la órbita por la longitud de onda, resulta

$$\frac{2\pi a_n}{\lambda} = n \tag{7}$$

donde n es el número cuántico utilizado anteriormente. *De este modo las órbitas estables de la teoría de Bohr son aquéllas cuyas longitudes son un múltiplo entero de la longitud de onda de De Broglie.*

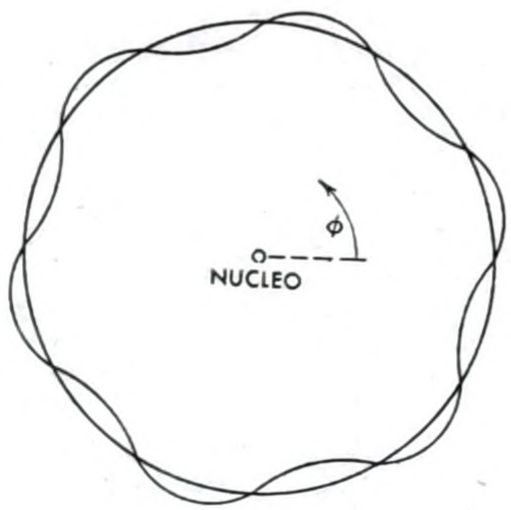


FIG. 6-8. Onda material progresiva que acompaña al electrón en la órbita de Bohr. La distancia entre la curva sinusoidal y la órbita circular indica la amplitud de la onda.

Este "ajuste" de las ondas materiales con la longitud de la trayectoria (fig. 6-8) sugiere un fenómeno muy similar en cuerdas vibrantes. Si se pulsa una cuerda extendida entre dos puntos, la cuerda puede vibrar en uno, dos, tres o más segmentos, de manera que el doble de la longitud de la cuerda dividida por la longitud de onda es un número entero, tal

como los números cuánticos que aparecen en sistemas atómicos. (Como saben los estudiantes de música, el pulsado debe hacerse de modo especial si se desea excitar justamente una de estas armónicas, análoga a un estado cuántico definido del átomo.) Aquí nos referimos a ondas estacionarias y las distancias entre los nodos de estas perturbaciones sinusoidales están determinadas por las condiciones de contorno naturales, a saber, que la amplitud se anule en los extremos fijos de la cuerda. Sin embargo, en el caso del átomo deberíamos esperar ondas progresivas, que se muevan en torno del núcleo en el mismo sentido que el electrón. Las ondas no quedan confinadas en una órbita como uno podría pensar al principio examinando la fig. 6-8; son tridimensionales; llenan el espacio alrededor del núcleo como las ondas generales por una paleta girando en un cubo de agua.

★ En cualquier instante la amplitud de las ondas debería ser una función uniforme del ángulo θ, medida en torno de la órbita desde cualquier origen. Esto solo puede ser cierto si la longitud de la circunferencia es un múltiplo entero de la longitud de onda. Comúnmente se usa el símbolo ψ_n para designar la amplitud de las ondas cuando el átomo está en el n-ésimo estado cuántico.

★ Vamos a dejar por un momento el tema para recordar al estudiante que la ecuación

$$y = A \operatorname{sen} 2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)$$

discutida en muchos libros de óptica, describe una onda periódica simple de amplitud A. En este caso y es el desplazamiento en cualquier instante en la posición x, y T es el período. Si el esquema de ondas es circular, rodeando al núcleo, una posición sobre la onda está descrita por la longitud de un arco del círculo. Esta posición se especifica más convenientemente mediante un ángulo ϕ central que subtiende al arco de longitud x. Si a es el radio del círculo, $x = a\phi$, y la ecuación resulta

$$y = A \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi a\phi}{\lambda} - \frac{2\pi t}{T}\right)$$

Usando la ecuación 7 se sustituye el valor $2\pi a/\lambda$ por el número cuántico n.

★ Ahora, volviendo al átomo de hidrógeno, es razonable escribir

$$\psi_n = A \operatorname{sen} (n\phi - 2\pi f_n t) \tag{8}$$

si las ondas se "mueven" en el sentido de las agujas del reloj. Aquí f_n es la frecuencia de las ondas, que aún no ha sido determinada. Además, como las ondas no están confinadas a un plano, A puede depender de las otras dos coordenadas polares r y θ

6. Frecuencia y velocidad de las ondas materiales

De Broglie halló una expresión para la frecuencia de las ondas materiales; es la energía total de la partícula dividida por h. Para hacer plausible este resultado nótese que el modelo de De Broglie, en oposición al de Bohr, nos permite visualizar la transición de una órbita a otra mediante la emisión de luz, por ejemplo. Evidentemente, las ondas materiales correspondientes al estado final se van formando gradualmente mientras las ondas materiales iniciales se desvanecen del modelo. Mientras esto sucede ambas están presentes y no es ilógico suponer que *la frecuencia de la luz es simplemente la de las pulsaciones entre las frecuencias de los dos conjuntos de ondas materiales*. Para comprender esto y llegar a una expresión algebraica de la frecuencia de las ondas *materiales* recordemos que la nota de pulsación entre dos frecuencias cualesquiera f_1 y f_2 tiene la frecuencia $(f_2 - f_1)$. Por otra parte, si se produce una transición entre dos estados de energía E_2 y E_1 resulta, como de costumbre, $E_2 - E_1 = h\nu$, donde ν es la frecuencia de la *radiación* emitida. Ya que consideramos $\nu = (f_2 - f_1)$ donde f_2 y f_1 son ahora las frecuencias de las ondas materiales, debemos estar seguros que las dos ecuaciones $E_2 - E_1 = h\nu$ y $f_2 - f_1 = \nu$ son simultáneamente válidas. Esto será cierto si $f_2 = E_2/h + C/h$ y $f_1 = E_1/h + C/h$, donde C es una constante cuyas dimensiones son las de la energía, que generaliza lo dicho. Por ello es plausible escribir que la frecuencia de una onda material es $f = E/h + C/h$, o bien $hf = E + C$.

De Broglie *supuso* que $E + C$ representaba la energía total del electrón incluyendo su energía en reposo, su energía cinética y su energía potencial. En consecuencia, podemos expresar la frecuencia de la onda material del electrón como

$$f = E_T/h \tag{9}$$

donde E_T es la energía total del electrón.

Obsérvese que no hay posibilidad de una *demostración*; de Broglie trataba de *construir* una teoría, la única demostración que se puede tener debe venir de la experiencia.

Calculemos ahora la velocidad u de las ondas materiales, es decir,

$$u = f\lambda = (E_T/h)\,(h/mv) = E_T/mv$$

Para una partícula libre,

$$u = c^2/v \tag{10}$$

ya que en este caso, $E_T = mc^2$. A primera vista este resultado puede parecer sospechoso; hemos visto que "nada" puede moverse con velocidad mayor que la luz. Pero u es sólo la velocidad de fase de una onda material, no la velocidad de una partícula. (En los libros de texto de óptica se demuestra que la fase de una onda luminosa tiene una velocidad mayor que c, cuando la frecuencia es ligeramente menor que una frecuencia de absorción del medio en el que se mueve la onda. Este fenómeno se conoce con el nombre de dispersión anómala aunque no hay nada anómalo en ello.) De esta manera vemos que la velocidad de las ondas materiales, en el átomo de hidrógeno, por ejemplo, *no* es la velocidad del electrón sobre su órbita sino mucho mayor e inversamente proporcional a la misma. Las ondas pasan de largo al electrón, el electrón atraviesa las ondas, según se prefiera.

Podemos ahora hacer una tabla comparando las propiedades de las ondas luminosas y de las ondas materiales de una partícula material libre. Sean p y E el impulso y la energía del fotón o de la partícula. Entonces resulta:

Magnitud	Ondas luminosas	Ondas materiales
Longitud de onda	h/p	$h/p = h/mv$
Frecuencia	E_T/h	$E_T/h = mc^2/h$
Velocidad	$E_T/p = c$	$E_T/p = c^2/v$

7 Mecánica ondulatoria de Schroedinger

Aún queda por resolver el problema de la determinación de la amplitud ψ de las ondas materiales. Esto fue hecho por Erwin Schroedinger en 1926. El problema siguiente de ver qué es ψ examinando sus propiedades fue resuelto por Max Born poco después. Schroedinger percibió claramente que las ondas pertenecientes a un átomo en estado estacionario debían ser determinadas mediante condiciones de contorno, análogas a las que nos permiten escoger las distintas armónicas, o

modos simples de movimiento, de una cuerda o membrana vibrante, un tubo de órgano o una antena de radio.

Ecuaciones de las ondas. En todos estos casos, existe una ecuación de las ondas básicas que nos dice cómo calcular la forma de la onda. Es una ecuación diferencial cuyo tratamiento está más allá del alcance de este libro, pero la naturaleza del servicio que nos presta puede explicarse como sigue.

* La figura 6-9*a* muestra dos posiciones instantáneas de una onda sobre una cuerda uniforme estirada, que vibra con su segundo modo. Estas curvas son sinusoides, que difieren únicamente en su amplitud y. Consideremos, sobre una de ellas, los valores de ψ en tres puntos separados por pequeños intervalos de longitud Δx. Vamos a discutir la desviación de la linealidad en cualquier punto ya que un conocimiento completo de esta desviación en todos los puntos nos llevará a un conocimiento completo de la forma de la curva. Entre los puntos x_1 y x_2 la pendiente promedio es aproximadamente

$$S_{12} = \frac{y_2 - y_1}{\Delta x}$$

Análogamente, entre x_2 y x_3, la pendiente promedio es aproximadamente

$$S_{23} = \frac{y_3 - y_2}{\Delta x}$$

La variación de pendiente al recorrer una distancia Δx es aproximadamente $S_{23} - S_{12}$. Entonces la variación de pendiente por unidad de distancia es

$$D = \frac{S_{23} - S_{12}}{\Delta x}$$

que tomaremos como medida de la desviación a partir de una recta. (Sería natural llamar a D curvatura pero este nombre se usa desde hace mucho tiempo para designar una magnitud relacionada con ella.)

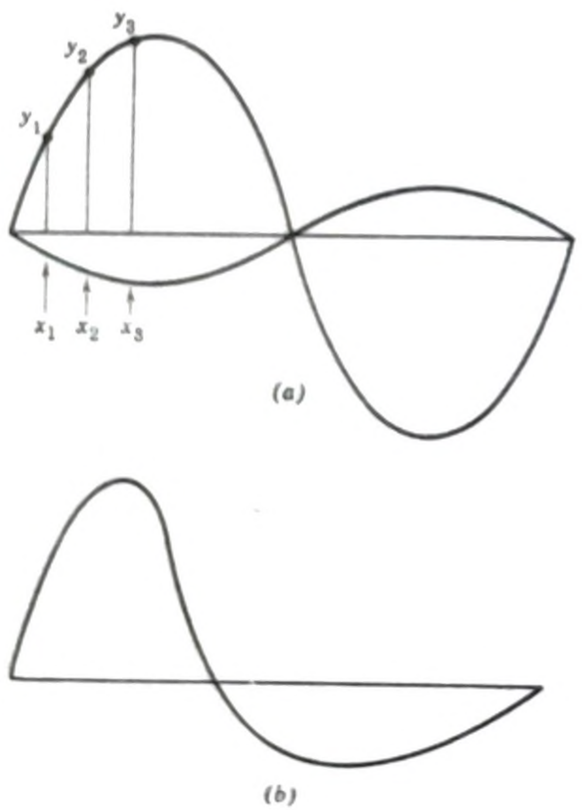


FIG. 6-9. *a*) Forma de una posible onda estacionaria sobre una cuerda uniforme, estirada entre dos extremos fijos. Las dos curvas indican la configuración en dos momentos distintos. *b*) Forma de una posible onda estacionaria sobre una cuerda no-uniforme. Las porciones más gruesas de la cuerda están a la izquierda, de manera que la velocidad de las ondas y la longitud de onda local son menores en ese lugar.

* Notemos ahora que, para una curva sinusoidal de altura dada, una disminución arbitraria en la longitud de onda λ conduce a mayores valores de D a lo largo de la curva. Un análisis completo demuestra que D es inversamente proporcional a λ^2. También hacemos notar que $|D|$ es grande cuando y es grande. Se encuentra además que D es negativo cuando y es positivo y viceversa. Un análisis completo demuestra que D es exactamente proporcional a y.

* En realidad, si hacemos tender Δx a cero, D tiende a un valor límite dado por

$$D_L = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} y \tag{11}$$

Ésta es la ecuación de las ondas mediante la cual puede calcularse y en función de x. Puede generalizarse. Si nos referimos a una cuerda de espesor variable, λ resulta una función de x; es decir, la "longitud de onda local" en cualquier punto depende de x. Entonces las ondas se apartan de la forma sinusoidal, como en la fig. 6-9*b*. Aun puede demostrarse que vale una ecuación muy similar a la 11. Del mismo modo, si consideramos una membrana o un cuerpo sólido vibrante, ecuaciones muy análogas a la 11 gobiernan el movimiento.

★ **La ecuación de Schroedinger.** Para aplicar tales ideas a las ondas materiales, Schroedinger hizo ciertas hipótesis:

★ 1. *Longitud de onda; índice de refracción.* Supuso que la fórmula de De Broglie (ecuación 3) para la longitud de onda es correcta para una partícula que se mueve en cualquier campo de fuerzas, con energía potencial $V(x, y, z)$. La suma E de las energías cinética y potencial es $p^2/2m + V$. En consecuencia,

$$p = [2m(E - V)]^{1/2} \tag{12}$$

Así la longitud de onda resulta

$$\lambda = \frac{h}{[2m(E - V)]^{1/2}} \tag{13}$$

Vemos que la presencia de un campo potencial altera la longitud de onda. Donde $E - V$ es mayor, la longitud de onda es menor. De manera que cuando V tiene un valor mínimo, la longitud de onda es también un mínimo. Por *analogía* con la variación de longitud experimentada por las ondas luminosas al pasar de un medio a otro, se acostumbra considerar que el potencial da un "índice de refracción" a las ondas materiales en el espacio vacío. Usando esta analogía podemos fácilmente visualizar las trayectorias o rayos de las ondas materiales. Son como rayos de luz que se curvan al pasar a través de algún medio de índice de refracción variable, así como la lente del ojo humano. No debe sorprendernos que los frentes de ondas materiales giran alrededor de una posición de energía potencial mínima, así como lo hace el núcleo de un átomo de hidrógeno. En forma apróximada, y solo aproximada, debería esperarse que los rayos, perpendiculares a los frentes de onda, sean paralelos a las direcciones de las partículas que se mueven en sus órbitas en el correspondiente modelo de Bohr.

★ 2. *La ecuación de las ondas.* Schroedinger supuso que la amplitud ψ de las ondas está gobernada por una ecuación análoga a la 11. Entonces, para un problema unidimensional

$$D_L = -\frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - V)\psi \tag{14}$$

★ 3. *Condiciones de contorno.* Pero ¿qué condiciones de contorno deben aplicarse para restringir las soluciones de ondas estacionarias que representen átomos en estados estacionarios? Para un átomo en el espacio vacío no hay contorno. La respuesta ingeniosa de Schroedinger para este caso fue: solo debemos pedir que la función de onda, o amplitud de la

onda ψ, sea *finita*, *continua* y *uniforme* en todo el espacio. Pero existe aún otro caso. A veces es conveniente (sección 8) considerar el caso idealizado de una partícula encerrada en una caja impenetrable. Entonces Schroedinger supuso que la función de onda debe anularse en las paredes.

Para apreciar la teoría, debemos verla en acción.

8. Teoría cuántica de una partícula en una caja hermética

Vamos a considerar por simplicidad, una sola coordenada. La figura 6-10 muestra el diagrama de energía potencial de una partícula que se halla en una caja de ancho a. Dentro de la caja, en energía potencial es constante en virtud de que la partícula es libre. Como suponemos que las paredes son impenetrables, la energía potencial aumenta rápidamente hasta infinito (indicado por líneas punteadas) en las paredes de la caja. Este esquema de energía potencial describe totalmente el problema. Sabemos que ψ debe ser finita dentro de la caja y nula afuera. En consecuencia, en las paredes de la caja

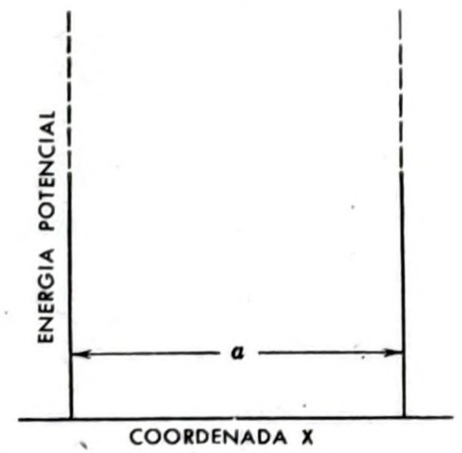


FIG. 6-10. Diagrama de energía potencial de una partícula en una caja de ancho a). Las líneas punteadas representan una barrera de potencial infinitamente alta.

donde la energía potencial es infinita, la función ψ debe ser cero. Esta restricción, sin embargo, es exactamente la misma que aplicamos a una cuerda vibrante uniforme con extremos fijos. Solo son permitidas aquellas vibraciones cuyas semilongitudes de onda entren en el ancho de la caja (o la longitud de la cuerda) un número entero de veces n como puede apreciarse en la fig. 6-11. Debído a que la energía potencial es solo

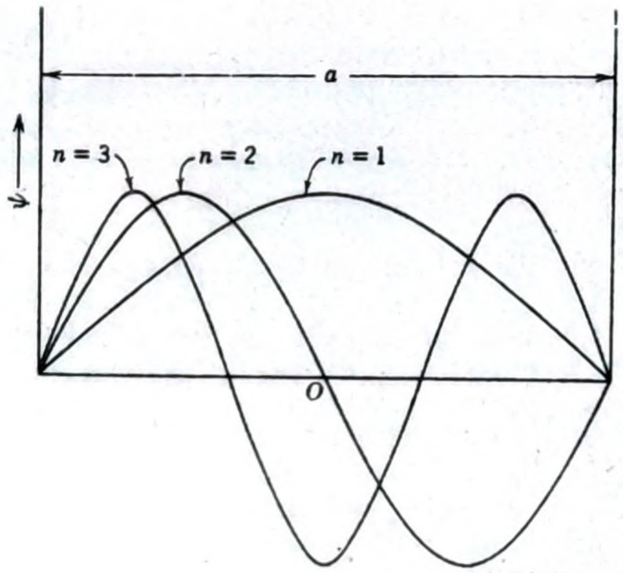


FIG. 6-11. Ondas materiales para tres estados de energía de una partícula mantenida dentro de las barreras indicadas en la fig. 6-10.

relativa podemos decir que su valor dentro de la caja es cero. La única energía de la partícula es su energía cinética. Su velocidad es

$$v = h/m\lambda \tag{15}$$

Pero la restricción mencionada más arriba exige que

$$n(\lambda/2) = a \tag{16}$$

Por ello,

$$v = nh/2ma$$

y la energía cinética en el n-ésimo estado estacionario resulta

$$E_n = n^2h^2/8ma^2 \tag{17}$$

La condición de contorno exige que n sea entero y de este modo, en forma muy simple, la mecánica ondulatoria nos lleva a la cuantificación.

Uno podría preguntarse "¿a qué se debe que no hayamos notado mucho antes que la energía de una partícula en una caja está cuantificada?" La respuesta es que nunca habíamos efectuado observaciones directas sobre partículas suficientemente pequeñas. Con partículas comunes, el número cuántico

n es tan grande que no se notan las diferencias discretas entre estados cuantificados. Por ejemplo, supongamos que la masa es más o menos 1/1.000 de la de una cabeza de alfiler, es decir, cerca de 10^{-6} g, y que damos a esta pequeña partícula una velocidad de 10^{-7} cm/seg de manera que si el ancho de la caja fuera 10 cm, necesitaría unos 3 años para cruzarla una vez. La energía sería

$$E = \tfrac{1}{2}mv^2 = \tfrac{1}{2} \times 10^{-6}\,\text{g} \times 10^{-14}\,\text{cm}^2/\text{seg}^2 = 5 \times 10^{-21}\,\text{ergios}$$

Podemos ahora determinar en qué estado cuántico está la partícula. De la ecuación 17 obtenemos

$$n = \frac{\sqrt{8mE}\,a}{h} =$$

$$= \frac{(8 \times 10^{-6}\,\text{g} \quad \times 5 \times 10^{-21}\,\text{ergios})^{1/2} \times 10\,\text{cm}}{6{,}6 \times 10^{-27}\,\text{ergios seg}} = 3 \times 10^{14}$$

De manera que, para poder reconocer la cuantificación de esta partícula por medición directa, tendríamos que poder distinguir entre ¡trescientos billones y trescientos billones uno! Solo cuando manejamos masas tan pequeñas como las de los electrones la cuantificación resulta importante.

Con el origen en el punto medio, las ecuaciones de las curvas de la fig. 6-11 son

$$\psi_1 = A_1 \cos \pi x/a \qquad \psi_2 = -A_2 \operatorname{sen} 2\pi x/a \qquad \psi_3 = -A_3 \cos 3\pi x/a \tag{18}$$

Es quizás más conveniente escribirlas en la forma

$$\psi_1 = A_1 \cos 2\pi p_1 x/h \qquad \psi_2 = -A_2 \operatorname{sen} 2\pi p_2 x/h \qquad \text{etc.} \tag{18a}$$

donde p_n es el momento de la partícula en el n-ésimo estado cuántico.

9. Penetración de una barrera de potencial

En la sección 8 hemos supuesto por simplicidad las barreras de energía potencial infinitamente altas. En realidad ninguna caja tiene paredes impenetrables; de manera que vamos a ver qué sucede cuando las barreras de potencial (o paredes) tienen una altura V_0. La mecánica clásica predice que si la energía total es menor que V_0 y la partícula está adentro, permanece adentro; pero si la energía potencial es mayor que V_0, la partícula se va al infinito con una energía

cinética menor que el valor interior en V_0. ¿Cuál es el comportamiento de la función de onda ψ en ambos casos?

1. $E. < V_0$. En el primer caso, las curvas de la fig. 6-11 se modifican de la manera indicada en la fig. 6-12. La porción

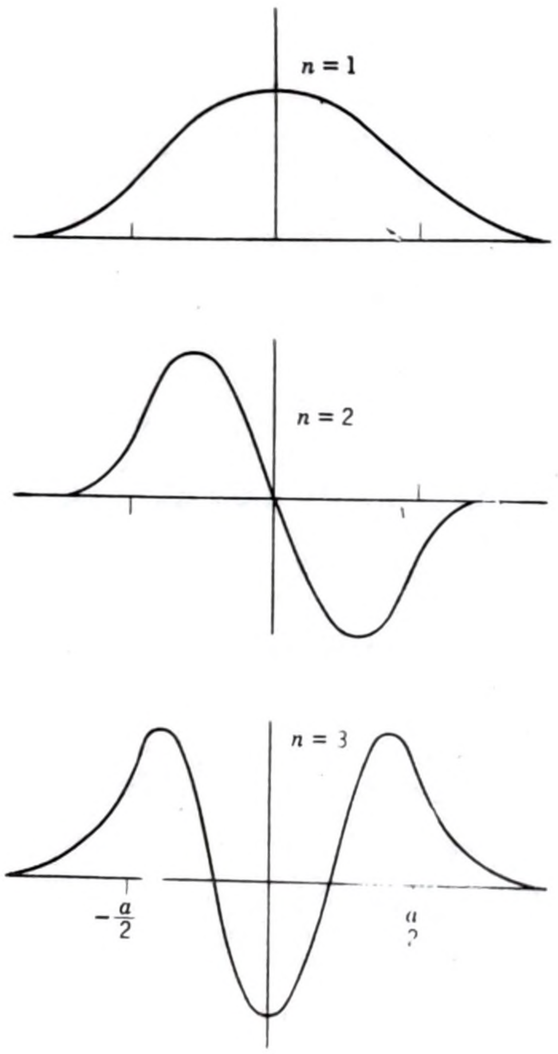


FIG. 6-12. Ondas materiales para tres estados de energía de una partícula influida por barreras de potencial de altura V_0 y separación a). Para $n = 1$ y $n = 3$, las curvas son simétricas. Para $n = 2$, la curva es antisimétrica.

que está dentro de la caja es aun una onda sinusoidal o consinusoidal, pero la caja contiene menos que una semionda. Cada curva está completada por porciones que caen exponencialmente. Las funciones de onda para el primer estado cuántico son:

A la izquierda (x siempre negativa)	$A_1 \cos(\pi p_1 a/h) e^{+\beta[x+(a/2)]}$
En la caja (x negativa o positiva)	$A_1 \cos(2\pi p_1 x/h)$
A la derecha (x siempre positiva)	$A_1 \cos(\pi p_1 a/h) e^{-\beta[x-(a/2)]}$

Las correspondientes a estados cuánticos superiores son análogas y β está definido mediante

$$\beta = \frac{2\pi}{h}[2m(V_0 - E)]^{1/2} \tag{19}$$

De este modo, fuera de la caja, la onda diminuye en un factor e a la distancia

$$h/2\pi[2m(V_0 - E)]^{1/2}$$

Pero ¿cómo se determina E? Simplemente mediante las condiciones dictadas por el sentido común: a) las dos primeras de las tres expresiones anteriores para la función de onda deben coincidir en la pared izquierda y b) las dos últimas deben coincidir en la pared derecha. El lector puede verificar fácilmente que efectivamente así sucede; y algunos lectores, familiarizados con el cálculo matemático, podrán demostrar que la pendiente del lado exterior coincide con la del lado interior a una pared, siempre que se cumpla

$$\text{tg}\ (\pi p_1 a/h) = \left(\frac{V_0}{E_1} - 1\right)^{1/2} \tag{20}$$

Por supuesto, $0_1 = (2mE_1)\frac{1}{2}$, de manera que esta ecuación da la energía. Se resuelve por aproximaciones usando una tabla de tangentes. El lector notará que hay varios valores de E que la satisfacen debido a que la curva tangente tiene período π. En resumen, la ecuación da sólo los valores energéticos para los estados cuánticos impares, y los otros deben hallarse mediante una ecuación similar en la cual el miembro izquierdo es remplazado por $-\text{cotg}\ (\pi p_1 a/h)$.

2. $E > V_0$. Cuando E es mayor que V_0, las funciones de onda son curvas seno o coseno, tanto dentro como fuera de la caja, pero los impulsos y por ello las longitudes de onda son distintas dentro y fuera. La simetría del problema nos dice que la función de onda dentro debería ser simétrica o antisimétrica (ver fig. 6-12) respecto del origen. Como antes, las curvas deben coincidir en las paredes de potencial (concordar en altura y pendiente). Pero el proceso de ajustar dos curvas

seno de distinta longitud de onda difiere en detalle del de ajustar una curva seno y una función exponencial. Para las curvas sinusoidales este ajuste puede hacerse, *cualquiera sea el valor de E*, ajustando simplemente la amplitud y fase de la onda del lado exterior. Entonces *la energía puede tener cualquier valor mayor que* V_0. El proceso de ajuste demuestra que la amplitud afuera es algo menor que el valor prevaleciente en la caja.

Resumiendo los puntos importantes:

1. *Número de Niveles de Energía.* El denominador de V_0 es finito cuando la barrera de potencial o caja tiene la altura finita usada en esta discusión. (Para un pozo de potencial de profundidad infinita, tal como el potencial de Coulomb, esta cantidad puede ser infinita, como en realidad es en virtud de la ecuación 17, para el potencial de altura infinita esquematizado en la fig. 6-10.)

2. *El Efecto de Escape.* Aun cuando E es menor que V_0, las ondas "se escapan a través" de la barrera de potencial. Este efecto es análogo al comportamiento de la luz que sufre reflexión interna total. Contrariamente a lo que manifiestan los libros de texto elementales se encuentran ondas luminosas en el medio más raro, y estas ondas caen exponencialmente a medida que aumenta la distancia al contorno. Son pocas veces observadas debido a la rápida caída de intensidad, y porque mucha gente no sabe dónde observar. En resumen, la energía se mueve paralelamente a la superficie y las condiciones, en los bordes del haz incidente, son curiosas e interesantes; pero no podemos seguir considerando aquí este tema.

Donde hay ondas luminosas hay fotones. ¿No deberíamos análogamente decir que donde hay ondas materiales hay partículas materiales? Si así fuera, debería haber alguna probabilidad de hallar una partícula fuera de la barrera de potencial en la región donde la amplitud de la onda cae exponencialmente. *Contrariamente a la mecánica clásica*, esto sucede en realidad. En ciertos casos (pág. 411), el efecto se observa efectivamente, y constituye un notable triunfo para la mecánica ondulatoria.

10. Interpretación de Born de la función de onda

¿Qué es ψ? Hemos tenido muchos ejemplos de la asombrosa semejanza entre el comportamiento de ψ y el del campo magnético ó eléctrico de una onda de luz. También hemos visto (pág. 103) que en óptica la cantidad $E^2 + H^2$ puede interpretarse como una medida de la probabilidad de hallar un fotón en un lugar dado. Prosiguiendo la analogía Born supuso, desarrollando la teoría de Schroedinger, que *el cuadrado de la amplitud* ψ *de las ondas materiales en un punto del espacio da la probabilidad de hallar una partícula en una unidad de volumen colocada en ese lugar.* Entonces la teoría de Schroedinger no puede decirnos dónde está un electrón en un momento dado ni puede decirnos exactamente qué trayectorias seguirá el electrón en un estado dado de energía. Si tenemos una solución de la ecuación de Schroedinger podemos calcular el promedio temporal de las posiciones que un electrón dado puede ocupar. El resultado es el mismo que obtendríamos si

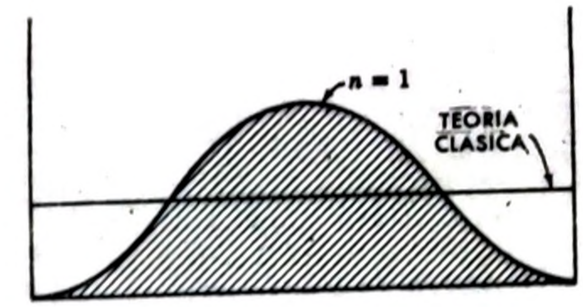


FIG. 6-13. Distribuciones de densidad de probabilidad correspondientes a los modos de vibración indicados en la fig. 6-11.

pudiéramos fotografiar un átomo usando una exposición de larga duración. El movimiento del electrón es tan rápido que solo produciría un trazo borroso, pero el ennegrecimiento de la placa fotográfica, en una posición dada, sería proporcional al tiempo que el electrón ha estado en esa posición. La fotografía se asemejaría a la de una pelota de niebla, siendo la niebla más densa en los puntos en los cuales la probabilidad de presencia del electrón es grande. Las personas que trabajan con la teoría de Schroedinger están acostumbradas a concebir el átomo como una pelota de niebla de esta clase. Es a menudo conveniente razonar en términos de tal modelo pero, al hacerlo, debemos recordar que el modelo es solo un esquema del comportamiento estadístico de un solo átomo o, si lo preferimos, de grandes números de átomos.

Un ejemplo. La figura 6-13 ilustra las ideas de Born mostrando las densidades de probabilidad para una partícula encerrada en una caja hermética. Por supuesto, en la teoría clásica todas las posiciones en la caja son igualmente probables, de manera que la densidad de probabilidad es una constante representada por las rectas que se ven en la fig. 6-13. Es decir, llegamos por medio de la mecánica ondulatoria a un resultado completamente distinto del obtenido por la mecánica clásica. En el estado inferior $n = 1$, la densidad de probabilidad es máxima en la mitad de la caja y cae a cero en los bordes. A medida que aumenta el número cuántico aparecen nuevos máximos y éstos están cada vez más próximos entre sí. En la sección 8 consideramos numéricamente el caso de una partícula con un número cuántico muy alto, 3×10^{14}. Para este caso, un diagrama del tipo indicado en la fig. 6-13 tendría 3×10^{14} picos, todos de la misma altura. Evidentemente sería imposible distinguir una distribución de probabilidad con un número tan grande de máximos, de la distribución uniforme predicha por la teoría clásica. Vemos aquí la gran versatilidad de la mecánica ondulatoria. Toda vez que trabajamos con partículas grandes, con las cuales se pueden hacer mediciones precisas, los resultados de la mecánica ondulatoria toman formas indistinguibles de los de la teoría clásica.

11. El principio de incertidumbre

Parece a primera vista que las interpretaciones probabilísticas de la radiación electromagnética, así como de las ondas materiales, no nos han rendido los frutos que podrían esperarse puesto que no describen el comportamiento de fotones individuales o partículas materiales, respectivamente, con todo detalle. Fue Heisenberg, en 1927, quien formuló un punto de vista que indica que esta característica de la teoría no debe considerarse como una falla, sino más bien como una evidencia de perfección. Si la nueva mecánica nos diera un esquema fidedigno de la naturaleza, sin exceso o déficit, debería establecer proposiciones que pudieran ser comprobadas experimentalmente y debería automáticamente *no* dar resultados que no pudieran ser comprobados mediante la experiencia.

Acoplamiento entre el objeto y el observador. Resulta evidente que existen limitaciones en la cantidad de información que podemos obtener de una sola partícula haciendo mediciones con ella. Esto es cierto porque todo dispositivo de medición, mientras se lo usa, perturba al objeto que mide y viceversa. Con grandes objetos, la perturbación es despreciable pero en el mundo atómico toma proporciones significativas. El mismo proceso de observación impone sobre una medición limitaciones inevitables que hacen experimentalmente imposible obtener, con respecto a un átomo, toda la información que se necesitaría para predecir su comportamiento individual futuro. Al determinar la posición de un objeto debe emplearse uno de dos métodos fundamentales (o bien alguna combinación de ambos): la radiación debe incidir sobre el cuerpo o éste debe chocar con otros objetos. Por ejemplo, supongamos que queremos prender la luz. En primer lugar tratamos de hallar la llave. A la luz del día, en seguida vemos donde está; en la oscuridad, andamos a tientas hasta que la encontramos. La información buscada nos llega, en el primer caso, mediante la luz de día que es dispersada por la llave en nuestros ojos y, en el segundo, por el comportamiento de un objeto material (la mano) que choca con el objeto que buscamos. Análogamente, el proceso de observación de una partícula muy pequeña, tal como un átomo, consiste fundamentalmente en hacer que el átomo disperse luz o partículas materiales. La posición original del átomo se infiere de la naturaleza de la radiación o partículas dispersadas. Es este proceso de dispersión el que perturba al átomo durante una observación. El argumento que sigue se refiere casi exclusivamente al uso de la luz para efectuar mediciones. El tratamiento para partículas es muy similar.

Para llegar más fácilmente a nuestro objeto consideremos primero una analogía práctica. Las grandes olas que se aproximan a la playa no son apreciablemente perturbadas por un solitario poste de madera fijo a una cierta distancia de la

costa. Las olas, divididas al pasar por el poste, se reúnen luego y se dirigen con sus crestas intactas hacia la playa. Supongamos ahora que el mismo poste se fija en una pequeña laguna en cuya superficie una suave brisa produce pequeños rizos. Aquí el poste ocasiona una perturbación relativamente grande reflejando los rizos, llevándolos en nuevas direcciones, creando pequeñas áreas de calma y otras de perturbación inesperadamente violenta. Imaginemos un observador, sensible solo al movimiento de las ondas de agua, que no pudiera percibir por ningún medio al poste y quisiera determinar la posición de las olas. ¿Tendría más información con las pequeñas ondas o con las grandes olas? Sin duda alguna, con las pequeñas ondas. Sin embargo, tendría que elegir convenientemente sus longitudes de onda. Las olas que son muy largas no le darían información; aquellas que son muy cortas, por otra parte, podrían ofrecerle mucha información detallada (por ejemplo, si el poste es redondo o cuadrado) en la cual puede no tener interés. En general la longitud de onda debe ser más corta que la máxima dimensión de los detalles que se quieren estudiar. Habiendo llegado a esta conclusión, que también vale para todas las ondas electromagnéticas, olvidemos la analogía de las ondas de agua que nos puede conducir a error en las consideraciones que siguen.

Ejemplo. Veamos ahora qué experiencia haríamos si quisiéramos medir tan exactamente como sea posible tanto la posición como la velocidad de una pequeña partícula. Para determinar su posición con precisión, parece útil un microscopio. Usando aumentos cada vez mayores podemos esperar aumentar sin límite la exactitud de nuestra medición.

Efectos de difracción. Sin embargo, como bien sabe todo físico, hay un límite de tamaño por debajo del cual las imágenes de las partículas se hacen difusas y mal definidas, y no se puede esperar ver claramente la forma de cualquier partícula que sea mucho más chica que la longitud de onda de la luz usada. Por esta razón el físico prefiere a veces luz azul para la iluminación y no luz roja. El origen de esta dificultad es que las imágenes de puntos, formadas por el instrumento, no son en realidad puntos sino imágenes de difracción.

Los libros de texto de óptica (apéndice 9, ref. 106, pág. 160-163) demuestran que, si se observa a través del objetivo de un microscopio la luz proveniente de una fuente puntual, el disco central de la imagen de difracción tiene un ancho tal que no podemos separar dos fuentes puntuales próximas

cuando la distancia entre ellas es menor que $\lambda/2$ sen A. Aquí $2A$ es el ángulo subtendido por el objetivo en la fuente puntual. Supongamos que se observara un fotón dentro del área del máximo central de difracción que se ve en la fig. 6-14. No hay certeza sobre el lugar en el plano del objeto del cual vino pero hay una gran probabilidad de que se haya originado dentro de un área circular cuyo radio sea $\delta x = \lambda/2$ sen A.

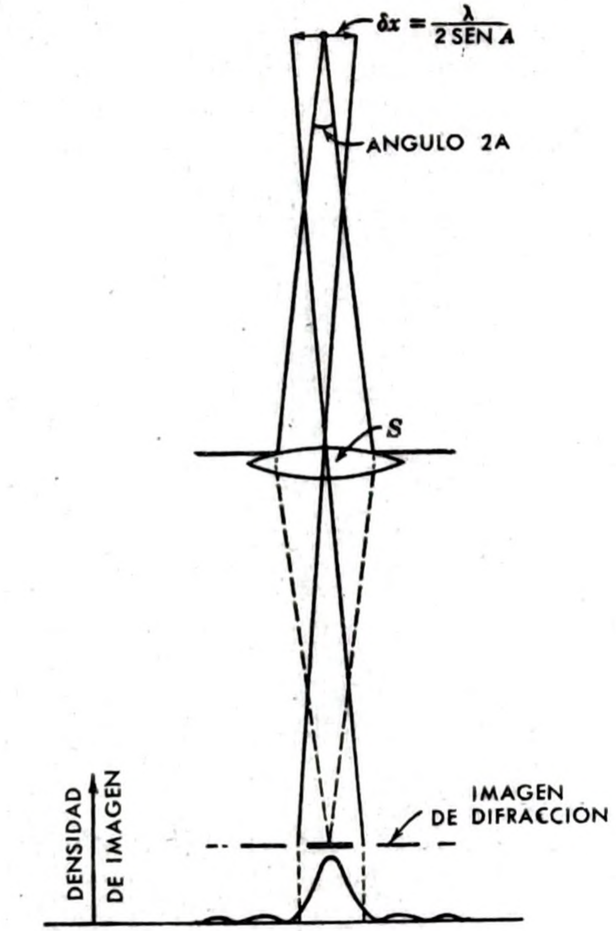


FIG. 6-14. Diagrama de difracción producido cuando luz proveniente de una fuente puntual pasa a través del objetivo de un microscopio. La curva que se ve al pie de la figura y las líneas horizontales sobre la misma indican aproximadamente la intensidad de luz en el diagrama de difracción formado en el plano de la imagen.

El máximo valor del sen A es uno de manera que el único modo de aumentar la precisión al localizar la partícula es usar luz de longitud de onda más corta. De acuerdo con este razonamiento Heisenberg sugirió una experiencia hipotética en la

cual la partícula sería observada con un "microscopio de rayos gamma". Así la longitud de onda sería muy pequeña y la posición de la partícula podría determinarse muy precisamente. Sin embargo apareció entonces una nueva dificultad. Un fotón dispersado recibe de la partícula o le confiere a la misma, parte de su impulso. Si suponemos que originalmente el fotón está dirigido paralelamente al eje y, entonces, después de haber sido desviado, pasará a través del microscopio si su dirección cae dentro del ángulo $2A$. Todo lo que uno sabe es que el fotón pasó a través del microscopio; no se sabe exactamente de qué dirección vino. En este ejemplo el fotón entrará en el microscopio si la componente de impulso adquirido en la dirección x no es mayor que $\pm(h/\lambda)$ sen A, ya que el impulso asociado con un fotón es h/λ (pág. 165). De este modo hay una indeterminación δp_x en el impulso de la partícula igual a (h/λ) sen A. Heisenberg puntualizó que la dificultad encontrada aquí es general. Siempre que uno trate de aumentar la precisión de una medición de posición de una partícula habrá una correspondiente disminución en la precisión de medición de su impulso o velocidad. Estas incertidumbres están relacionadas de manera simple,

$$\delta x\, \delta p_x \sim \frac{\lambda}{2 \operatorname{sen} A} \frac{h}{\lambda} \operatorname{sen} A \sim h \qquad (21)$$

$$\delta x\, \delta v_x \sim h/m$$

donde m es la masa de la partícula y el signo $\sim$ se usa para indicar igualdad aproximada.

Este resultado fue formulado por primera vez por Heisenberg y se conoce con el nombre de *principio de incertidumbre* o *principio de indeterminación*. Para coordenadas de posición puede enunciarse como sigue:

Si una coordinada x se mide con un error del orden δx, se introduce una incertidumbre δp_x en nuestro conocimiento de la correspondiente componente del impulso p_x por el mismo proceso de medición. Las incertidumbres δ_x y δp_x están relacionadas mediante la relación

$$\delta x\, \delta p_x \sim h$$

donde h es la constante de Planck. Inversamente, si p_x se mide con un error del orden δp_x, el valor de x queda afectado por una incertidumbre δx, que satisface a esta relación.

Un resultado muy relacionado con éste es que si estudiamos un sistema durante un intervalo de tiempo δt, perturbamos su energía en una cantidad δE, tal que

$$\delta t\, \delta E \sim h \qquad (21a)$$

Cuando menor sea δt, más rápidos tienen que ser los movimientos de nuestros dispositivos de medición; en consecuencia, introducen mayores variaciones en la energía.

La limitación (21) respecto del eventual conocimiento que podemos adquirir sobre la posición e impulso simultáneo de una partícula, no depende de ningún modo de la precisión de nuestros instrumentos de observación. Ningún instrumento, por preciso que sea, puede sobrepasar las restricciones impuestas por el principio de incertidumbre; son inherentes a la Naturaleza. ¿Cuál es, entonces, su significado?

Por qué la mecánica de Newton ha sido remplazada por la mecánica ondulatoria. Si no podemos especificar exactamente la posición, y al mismo tiempo la velocidad de un cuerpo en movimiento, no podemos predecir su posición a un tiempo posterior empleando las leyes usuales de movimiento. En este sentido el principio parece despojar a la dinámica ordinaria de todo significado, pero mediante uno de los ejemplos que veremos más adelante será evidente que los límites impuestos a nuestro conocimiento por la ecuación 21 no producen ninguna dificultad en los problemas de dinámica en gran escala, ya que los errores de observación habituales cometidos por el hombre enmascaran completamente los límites de incertidumbre impuestos por la naturaleza. Sin embargo surgirán dificultades si no consideramos estos límites de incertidumbre y tratamos de predecir, mediante la mecánica newtoniana únicamente, el futuro comportamiento de átomos y electrones.

El principio de incertidumbre indica que tendríamos que tener una teoría estadística o probabilística no sólo para *fotones* sino también para *partículas materiales*. Es decir, para desarrollar una nueva mecánica, deberíamos llegar a una que no describiera el movimiento de la partícula o fotón individual, ya que no podemos conocer la posición y el impulso simultáneamente con la precisión requerida. Como dijimos al comienzo de la exposición, ningún sistema de la mecánica atómica debe tratar de dar más información de la que podemos verificar experimentalmente. Heisenberg ha enunciado estos hechos muy claramente, del siguiente modo:

"*No* se supone que la teoría cuántica, en oposición a la teoría clásica, sea esencialmente estadística, en el sentido que no se puedan obtener más que conclusiones estadísticas a partir de datos establecidos exactamente. En la formulación de la ley de causalidad que dice: 'Si conocemos exactamente el presente, podemos predecir el futuro', no es la conclusión, sino la premisa, la que es falsa." No podemos determinar las con-

diciones presentes en forma suficientemente completa para la aplicación de la teoría clásica. De esta manera, el principio de incertidumbre arroja nueva luz sobre los problemas filosóficos relacionados con la causalidad y el determinismo. La extensión de esta influencia en tales campos no puede ser apreciada apropiadamente en este momento.

Para mayor claridad vamos a dar dos ejemplos numéricos de la aplicación del principio de incertidumbre.

★ 1. Un electrón que se mueve en un tubo de descarga tiene una velocidad cuyo valor está entre 20.00 y 20.01 electrón-voltios. ¿Cuál es la mayor precisión con que se conoce su posición?

★ Aquí $\delta p_x = m\ \delta v_x$, donde m es la masa del electrón y v_x su velocidad a lo largo del tubo. v_x se calcula mediante la relación $\frac{1}{2}mv_x^2 = Ve/300$, donde V es la tensión aplicada.

★ Aquí, $\delta x = 10^{-2}$ cm. En consecuencia

$$\delta x \sim \frac{h}{m \times \delta v_x} = \frac{6{,}6 \times 10^{-27}}{9 \times 10^{-28} \times 6 \times 10^{4}}\ \text{cm} \sim 1{,}2 \times 10^{-4}\ \text{cm}$$

★ 2. Una bala de rifle cuyo peso es 30 g, es fotografiada en el aire mediante un mecanismo puesto en operación por la misma bala. La posición de la bala cuando actúa el mecanismo se conoce con una incertidumbre de 0,01 cm. ¿Qué limitación se introduce en nuestro conocimiento de la velocidad de la bala?

Aquí, $\delta x = 10^{-2}$ cm. En consecuencia

$$\delta p_x \sim h/\delta x = 6{,}6 \times 10^{-27} \times 10^{2} = 6{,}6 \times 10^{-25}\ \text{g cm/seg}$$

$$\delta v_x = 6{,}6 \times 10^{-25}/30 = 2{,}2 \times 10^{-26}\ \text{cm/seg}$$

cantidad que está sin duda alguna fuera de los límites de observación.

Para evitar que perdure una impresión equivocada debemos decir algo sobre las predicciones de la mecánica ondulatoria en los casos en que alguna magnitud física es constante. En ese caso la teoría debería dar un medio para calcular el valor de la cantidad constante. La probabilidad tendría que dejar paso a la exactitud, en lo que se refiere a esta magnitud, y así sucede. La energía del átomo de hidrógeno aislado es un ejemplo. Lo cierto es que sólo podemos saber cuánto vale la energía (o mejor, valía) esperando hasta que el átomo irradie. En el momento en que adquirimos este conocimiento la energía ya ha variado, pero este hecho no debe molestarnos pues está de acuerdo con las consideraciones anteriores sobre la

perturbación que sufre cualquier sistema cuando se efectúa una medición. En general, *nosotros* iniciamos una medición y perturbamos el átomo; en el caso presente el *átomo* toma la iniciativa, y después medimos nosotros la longitud de onda de la luz emitida.

★ **Límites de precisión en mediciones individuales.** Es habitual decir que toda medición está afectada de errores debidos a las imperfecciones de los instrumentos, pero es razonable preguntar si la naturaleza atómica de nuestras herramientas introduce alguna limitación fundamental en la precisión de medición de una sola cantidad. Flint y Richardson y también Ruark han demostrado que existe un límite más allá del cual no podemos llevar la precisión de nuestras mediciones de la

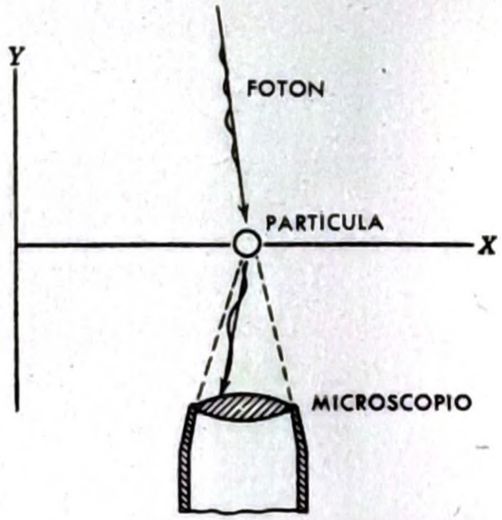


FIG. 6-15. Dispersión de un fotón en un microscopio, por choque con una partícula.

posición de una partícula libre. Supongamos que queremos determinar la coordenada x de un electrón haciendo que disperse a un fotón, fig. 6-15. Tratamos de hacer nuestra determinación de x tan exacta como sea posible sin considerar la magnitud de la incertidumbre introducida en el impulso. Evidentemente tenemos que usar luz de muy corta longitud de onda, pero nada ganaremos usando una longitud de onda más corta que h/mc puesto que la medición se efectúa anotando la posición del fotón dispersado. Este fotón, habiendo sufrido un choque Compton, tendrá una longitud de onda mayor que la partícula incidente en una cantidad del orden de h/mc, si el ángulo de dispersión es 90°. Se puede ganar

mucho reduciendo el ángulo de dispersión con una consecuente disminución en la longitud de onda pero el microscopio debe tener una abertura angular E finita, de manera que el ángulo de dispersión y la longitud de onda dispersada tengan una incertidumbre residual. La incertidumbre en la coordenada x de la partícula resulta ser del orden de Eh/mc. Análogas restricciones hallaremos si usamos como agente una partícula material.

12. Oscilador armónico simple

Un problema que aparece muy frecuentemente en el tema atómico es el de una partícula mantenida en posición de equilibrio mediante una fuerza proporcional a su desplazamiento de esta posición. Basándose en la teoría clásica tal partícula tendría un movimiento armónico simple y se llama a menudo oscilador armónico simple. Un buen ejemplo es un péndulo que se desplaza con pequeña amplitud. Este péndulo pasa por el centro de oscilación bastante rápidamente y luego se

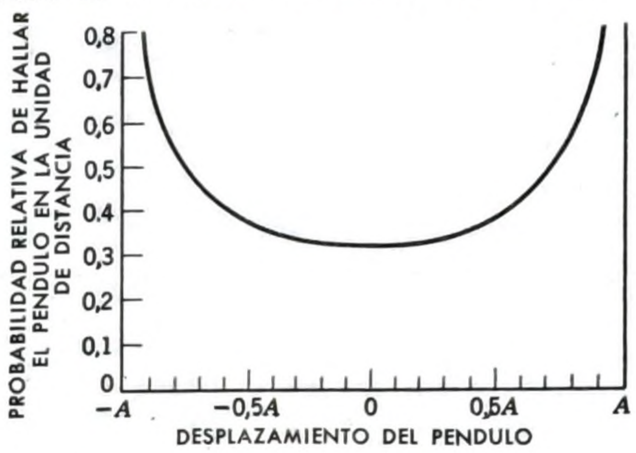


FIG. 6-16. Probabilidad relativa de hallar un péndulo a distintos desplazamientos según la teoría clásica.

amortigua hasta que llega al fin de su oscilación, donde se detiene momentáneamente e invierte su movimiento. El péndulo pasa la mayor parte de su tiempo en los extremos de su trayectoria. La fig. 6-16 indica la probabilidad relativa de hallar el péndulo en cualquier punto de su trayectoria.

★ La teoría de Bohr, aplicada a un oscilador armónico de frecuencia ν_0, dice que la energía puede tener los valores

$$E_n = nh\nu_0 \tag{22}$$

donde $n = 0, 1, 2$, etc. Es natural esperar que el mínimo valor de la energía corresponda a un estado de reposo.

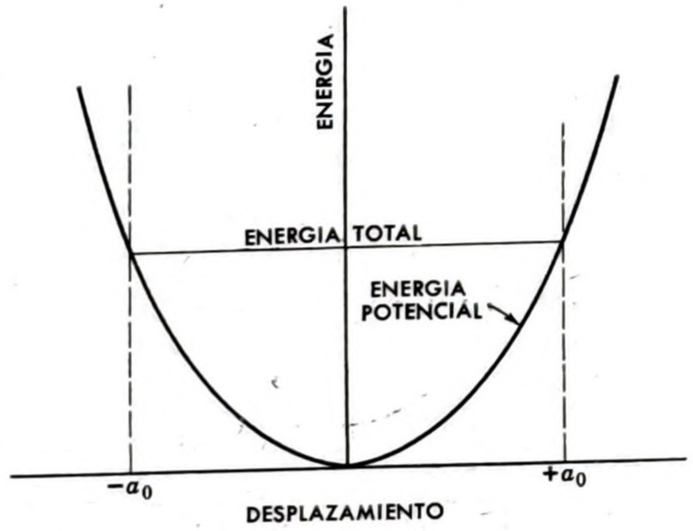


FIG. 6-17. Diagrama de energía potencial para un oscilador armónico simple.

★ La energía potencial, indicada en la fig. 6-17, está dada por

$$V = \tfrac{1}{2}kx^2 \tag{23}$$

donde k es la fuerza de recuperación por unidad de desplazamiento. Recordemos que $2\pi\nu_0 = (k/m)^{1/2}$, donde m es la masa del péndulo.

★ El problema de obtener los valores de la energía y las funciones de onda mediante la mecánica ondulatoria no puede ser tratado aquí pero mencionaremos los resultados. Los valores de la energía están dados por

$$E_n = (n + \tfrac{1}{2})h\nu_0 \tag{24}$$

donde $n = 0, 1, 2$, etc. Este resultado no concuerda con la ecuación 22, y predice que el oscilador tiene una energía finita, $\frac{1}{2}h\nu_0$, en su estado mínimo. Considerando un cuerpo sólido como un grupo de osciladores idénticos, queda un residuo de energía en el mismo, aún en el cero absoluto.

★ Es sabido que, en la emisión o absorción, un oscilador armónico cambia su número cuántico en una unidad (página 277). En virtud de la ecuación 24, la frecuencia emitida o absorbida es siempre ν_0.

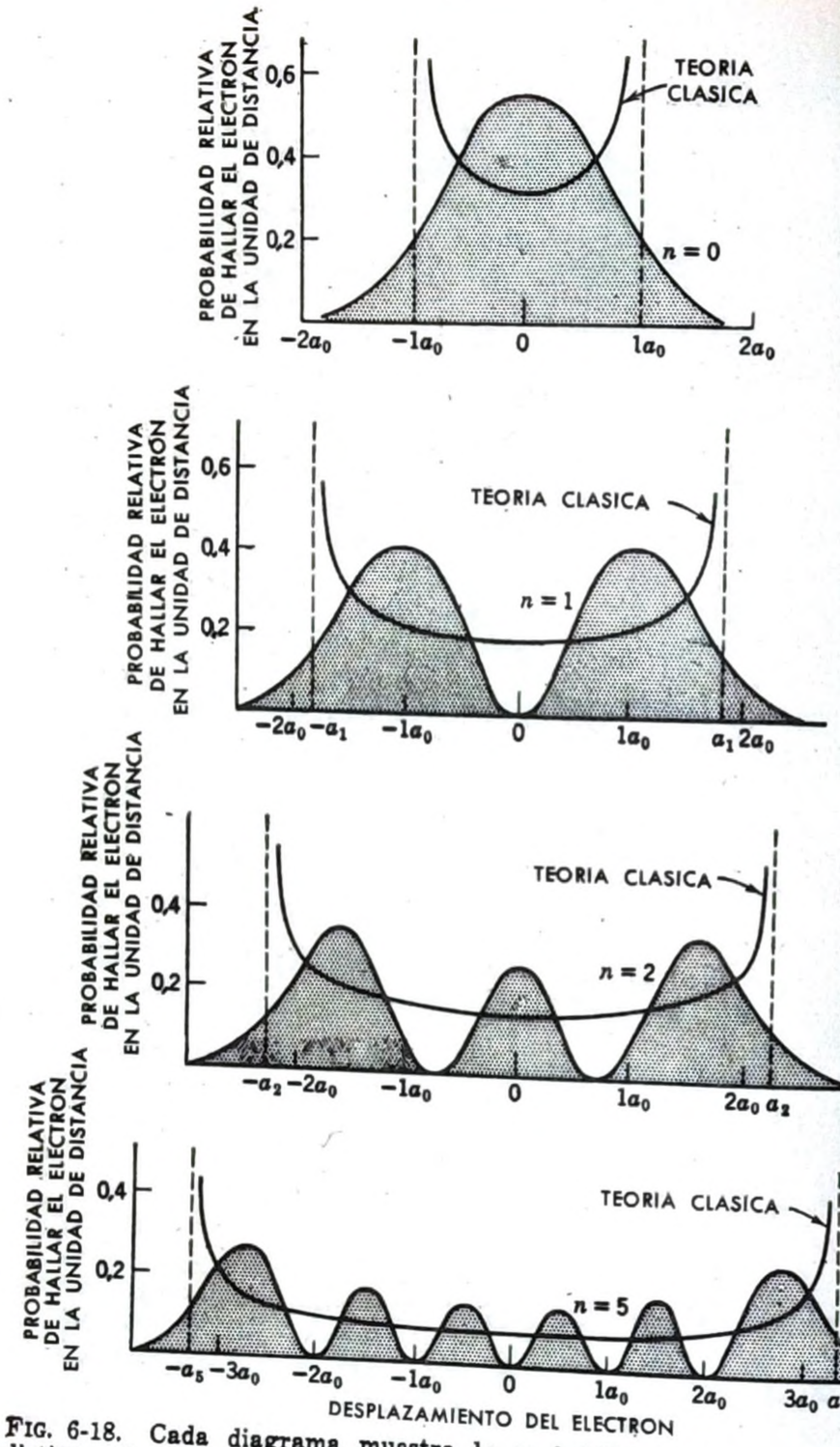


FIG. 6-18. Cada diagrama muestra la probabilidad relativa de halla distintos desplazamientos para un estado particular de un oscilador ar mónico. n es el número cuántico y a_n la amplitud del correspondiente movimiento clásico.

★ Las funciones de onda son de la forma

$$\psi_n = C_n e^{-(x/a_0)^2/2} f_n(x/a_0)$$

donde C_n es una constante, f_n es un polinomio y a_0 es la amplitud que el oscilador tendría, según la mecánica ordinaria, si la energía fuera $h\nu_0/2$. En particular, la función de onda para el mínimo estado es simplemente

$$\psi_0 = \frac{1}{\pi^{1/4} a_0^{1/2}} e^{-x^2/2a_0^2} \tag{26}$$

Resulta instructivo comparar estos resultados con los obtenidos para una partícula en una caja hermética. Consideremos los dos diagramas de energía-potencial, figs. 6-10 y 6-17. En ambos diagramas se ve un pozo profundo pero en la fig. 6-17 no hay codos abruptos. Se podría esperar, en consecuencia, que las funciones de onda fuera de la misma forma general pero con terminaciones menos abruptas. La figura 6-18 presenta las curvas de densidad de probabilidad para un oscilador armónico simple correspondientes a las de

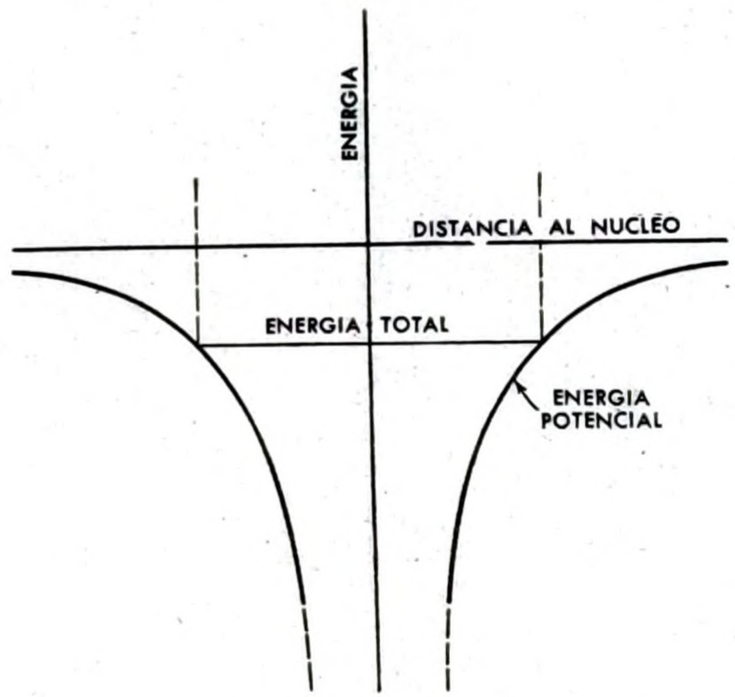


FIG. 6-19. Diagrama de energía potencial correspondiente a una ley de fuerzas inversamente proporcionales al cuadrado de la distancia.

"partícula en una caja" indicadas en la fig. 6-11, y la similitud es evidente. En el estado mínimo, como antes, la densidad de probabilidad es totalmente distinta de la de la teoría clásica pero, a medida que el número cuántico aumenta, la densidad de probabilidad tiende a la dada por la teoría clásica. Si se supone dada la energía total del péndulo, el máximo desplazamiento está bien definido con la base de la teoría clásica y aparece siempre que la energía potencial iguale a la energía total. En la mecánica ondulatoria, sin embargo, esta definición se pierde, y se puede notar en los diagramas una probabilidad bastante grande, en los estados inferiores, de que el péndulo sobrepase la amplitud clásica.

13. Resultados de la teoría ondulatoria del átomo de hidrógeno

La solución del problema del hidrógeno comienza con el diagrama de energía potencial correspondiente a la ley de fuerza inversamente proporcional al cuadrado de la distancia (fig. 6-19). Como en los problemas anteriores, tiene un

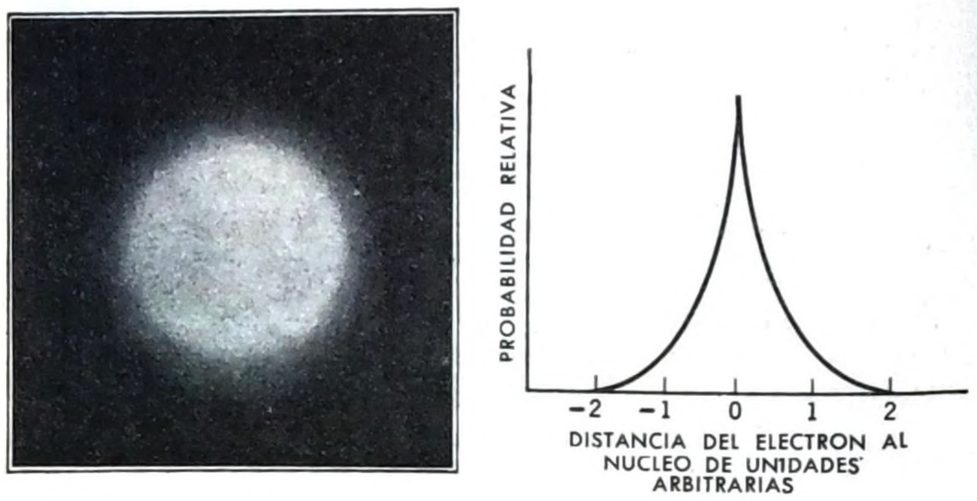


FIG. 6-20. Distribución de carga en el estado de menor energía del átomo de hidrógeno. En este estado, la distribución de probabilidad tiene simetría esférica. (Según H. E. White.)

pozo; sin embargo la curva tiende a menos infinito en el origen. La zona derecha de la fig. 6-20 indica que la distribución de probabilidad en el mínimo estado se asemeja a la obtenida anteriormente, con excepción de un pico agudo en el origen. Existe, sin embargo, otra diferencia ya que este problema es tridimensional. La energía potencial no varía con la

longitud o latitud del electrón con respecto del núcleo de manera que, en el estado inferior, la densidad de probabilidad será la misma en todas las direcciones. Entonces la distribución promedio del electrón en el átomo de hidrógeno, en el primer estado cuántico, es perfectamente simétrica en todas las direcciones alrededor de un punto. En resumen, la función de onda para este estado es

$$\psi_0 = \frac{1}{(\pi a_0^3)^{1/2}} e^{-r/a} \qquad (27)$$

siendo a el primer radio de Bohr. No hay nada que sugiera una órbita; en realidad, en contradicción con la teoría de Bohr, la mecánica ondulatoria establece que el impulso angular para el estado inferior es cero. La probabilidad de hallar el electrón en un punto dado, o la densidad de carga si se toma el promedio en un tiempo largo, es grande cerca del centro y luego disminuye gradualmente hasta que se hace muy pequeña a grandes distancias del núcleo. En virtud de este diagrama es evidente que, de acuerdo con la mecánica

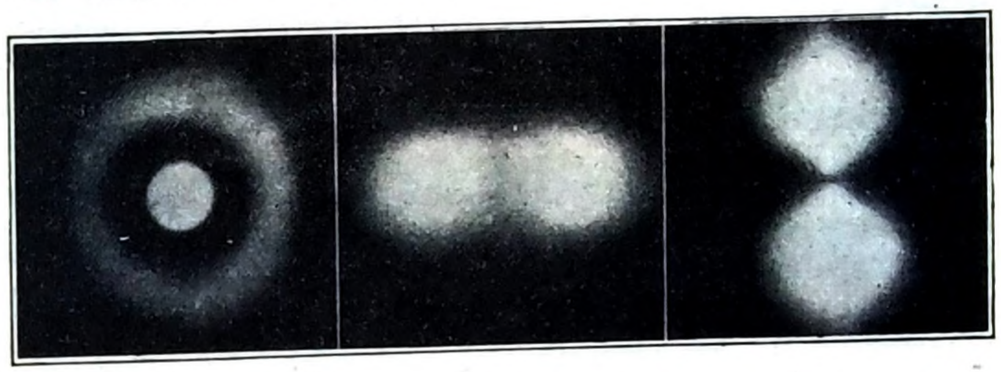


FIG. 6-21. Las distintas distribuciones de carga para el segundo estado del hidrógeno. Existen cuatro posibilidades (dos de las cuales son semejantes) dependientes de los valores de los números cuánticos orbital y magnético. Ver pág. 226. Cada distribución es simétrica respecto de un eje vertical. (Según E. H. White).

ondulatoria, es más probable hallar el electrón coincidiendo con el núcleo que en cualquier otro punto del espacio. Este resultado extraño puede deberse a las aproximaciones hechas al determinar una solución (ley de proporcionalidad inversa al cuadrado y mecánica no-relativista).

La figura 6-20 muestra el concepto idealizado de una fotografía de larga exposición del átomo de hidrógeno, en la cual la distribución de carga promedio se determina por la blancura de la fotografía. La figura 6-21 indica las tres distintas dis-

tribuciones de carga del átomo de hidrógeno para el estado en en cual $n = 2$. Las energías de estas distribuciones son aproximadamente iguales, de manera que para nuestra discusión presente, no son distinguibles.

14. Resumen

Hemos expuesto el desarrollo de las teorías corpuscular y ondulatoria de la luz y la materia y hemos visto cómo la opinión científica osciló de un extremo al otro. Gradualmente ha llegado a una posición intermedia coherente. Las leyes clásicas de la mecánica que valen para grandes masas, deben modificarse antes de ser aplicadas a cuerpos de masa muy pequeña. Nos vemos obligados a creer que nunca podemos predecir exactamente las trayectorias que van a efectuar dentro del átomo o molécula las partículas de masa protónica o electrónica. En cambio podemos expresar la probabilidad de que estas partículas estén en una región particular a un tiempo dado. Para obtener esta probabilidad tenemos que resolver las ecuaciones ondulatorias comunes de la óptica para fotones o la ecuación de las ondas de Schroedinger para electrones y otros cuerpos materiales. La mecánica ondulatoria ha tenido un éxito uniforme dando los valores correctos de la energía y otras predicciones en casos tan numerosos que hoy sus principios básicos son generalmente aceptados. En todos los cálculos podemos considerar únicamente las ondas sin mencionar siquiera las partículas; pero en la práctica vemos que los efectos físicos gruesos se forman paso a paso revelando el aspecto corpuscular del fenómeno.

La razón que explica esta situación no puede discutirse exhaustivamente en este volumen. Depende de una extensión de la mecánica ondulatoria, una teoría cuántica del campo electromagnético en sí. El lector interesado puede consultar la ref. 28, apéndice 9; pero debe estar advertido de que una comprensión más profunda de la energía propia de las partículas fundamentales puede alterar algo la teoría en el futuro.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 13, 22, 23, 28, 42, 63, 101, 102, 106.

PROBLEMAS

1. Determinar la longitud de onda asociada con un átomo de hidrógeno que se mueve con una velocidad correspondiente a los 273°K.

2. Calcular la longitud de onda de las ondas asociadas con un electrón de 50 voltios.

3. Usando la ecuación 4, calcular la longitud de la novena órbita de Bohr. Usando la ecuación 5 para obtener la velocidad, calcular la longitud de onda de un electrón que se mueve en esta órbita. ¿Cuál es el cociente de su longitud a la correspondiente longitud de onda?

4. Hallar la velocidad de las ondas materiales que acompañan un electrón cuya velocidad es 6×10^7 cm/seg.

5. Usando la ecuación 13, mostrar cómo se comporta la longitud de onda de las ondas materiales en el primer estado del átomo de hidrógeno, a medida que nos movemos, desde la primer órbita hacia el núcleo.

6. Supongamos que un electrón es atrapado en un lugar vacío de un cristal por otra parte perfecto. Considerar su componente x de movimiento suponiendo que está en un cubo hermético cuya arista es 3 angstroms. ¿Cuál es la mínima velocidad posible? ¿Y la mínima energía?

7. Calcular la fracción de tiempo que un péndulo de un segundo está a 1 cm del origen si la amplitud de oscilación es 4 cm.

8. Dibujar el diagrama de energía potencial de un péndulo de 10 g unido a una varilla de 20 cm de largo. Suponer que los desplazamientos son tan pequeños que la fuerza de restauración sea proporcional al desplazamiento.

9. Suponer que la fig. 6-19 se aplica al caso de un núcleo puntual cuya carga es Ze y a un electrón puntual de carga $-e$. *a)* ¿Cuál es la energía potencial cuando el electrón está a una distancia Ro, $Ro/10$? *b)* Hallar la ecuación de la curva usando la energía potencial V y la distancia radial r como variables. *c)* ¿Dentro de qué volumen el potencial, en valor absoluto, es mayor que Ro, $Ro/10$?

10. Un electrón de 1 voltio está influido por una barrera de potencial cuya altura es 5 ev. Comparar las probabilidades de su permanencia (por unidad de longitud) en dos puntos que estén, respectivamente, a 0,1 A y 1 A fuera de las paredes. Ver la fig. 6-12 y la ecuación 19.

11. Supongamos que se determina la posición de un electrón con una precisión de 0,5 A, o sea el radio de la primer órbita de Bohr del hidrógeno. ¿Cuál es la incertidumbre de su impulso causada por esta medición? ¿Y qué puede decirse respecto de la incertidumbre de su energía cinética?

12. Si el electrón del problema 11 estuviera en el estado fundamental del átomo de hidrógeno ¿podríamos afirmar que se va a quedar en el átomo *luego* de efectuada la medición especificada?

13. Dibujar un diagrama de energía para una molécula vibrante (supuesta armónica simple) cuya radiación tiene una longitud de onda de 3 μ. Tomar las ordenadas en cm^{-1} puesto que los números de onda se pueden utilizar como energías para la representación.

14. Dibujar la función de onda para el primer estado del átomo de H, con abscisas expresadas en función del radio de Bohr como unidad (ver fig. 6-20).

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. $1{,}53 \times 10^{-8}$ cm.
2. $1{,}73 \times 10^{-8}$ cm.
3. $2{,}68 \times 10^{-6}$ cm; $2{,}98 \times 10^{-7}$ cm; 9.
4. $1{,}5 \times 10^{13}$ cm/seg.
6. $1{,}2 \times 10^{8}$ cm/seg; $6{,}8 \times 10^{-12}$ ergios.
7. 16 %.
9. *a*) $(-e)\ (+Ze)/Ro$, 10 veces el valor anterior *b*) $V+Ze^2/r=0$; *c*) $(4\pi/3)Ro^3$, 1/1.000 del valor anterior.
10. La probabilidad de estar en un pequeño intervalo x próximo a 0,1 A es sólo 0,16 veces mayor que la correspondiente probabilidad para un intervalo igual en 1 A.

$$\psi(1\text{ A})/\psi(0{,}1\text{ A}) = e^{-\beta(10^{-8}-10^{-9})} = e^{-\beta(9\times10^{-9})}$$

Poner $\beta = (2\pi/h)\ (2m\ [V_0 - E])^{1/2}$, donde $Vo = 5 \times 1{,}6 \times 10^{-12}$ ergios y $E = 1 \times 1{,}6 \times 10^{-12}$ ergios. La relación de las Ψ es 0,397, y el cociente de los dos valores de ψ^2 es de 0,16.

11. Incertidumbre en el impulso $= 1{,}3 \times 10^{-18}$ g cm/seg.
12. No.

CAPÍTULO VII

ESPECTRO ATÓMICO Y EL PRINCIPIO DE PAULI

La teoría de Bohr explicaba satisfactoriamente los espectros de átomos con 1 electrón pero no los de otros tipos de átomos. En el capítulo V hemos visto que dicha teoría se aplica bastante bien al cálculo de niveles de energía de electrones próximos al núcleo donde la influencia de los electrones vecinos es despreciable comparada con éste. Su fracaso, al aplicarla a sistemas más complejos, demostró que era sólo una aproximación a la verdad aunque una aproximación muy útil. A pesar de que vamos a usar algunos valores mecánicos-ondulatorios de vectores impulso angular, que difieren ligeramente de los predichos mediante la teoría de Bohr, la discusión en este capítulo se apoyará en partículas y órbitas. El modelo empleado se designa a menudo como modelo vectorial del átomo. Primero describiremos el espectro de átomos con un solo electrón exterior, o electrón de valencia, que no pertenece a una cerrada (ver pág. 261). Estos espectros son en parte similares al del hidrógeno. El número y disposiciones de los términos espectrales indican claramente la existencia de un impulso angular interno o intrínseco del electrón. La magnitud de este impulso angular resulta $\sqrt{\frac{3}{4}}h/2\pi$. En el caso del hidrógeno, la influencia del spin del electrón sobre los niveles de energía es tan pequeña que la hemos despreciado, pero para átomos con varios electrones el spin se hace importante.

Al estudiar el espectro de átomos con varios electrones de valencia aparece el principio de Pauli que constituye una gran generalización. Juntamente con los principios generales de la mecánica ondulatoria rige la estructura atómica y molecular. Este principio, en su forma más simple, dice que *no existen dos electrones en un átomo o molécula que tengan el mismo conjunto de números cuánticos, incluyendo un número cuántico para el spin del electrón.*

Más adelante consideraremos la verificación de la teoría espectral mediante experiencias eléctricas y ópticas. El resto del capítulo está dedicado a las propiedades magnéticas de los átomos.

1. Espectros de los álcalis

Poco después que Balmer descubrió las relaciones entre series en el espectro del hidrógeno (1885), Rydberg halló relaciones similares en otros espectros. Los espectros de los álcalis y de algunos otros metales tienen varias series que se asemejan a la serie de Balmer. Aun antes del trabajo de Balmer, Hartley halló grupos de líneas en el espectro del magnesio que poseían diferencias de frecuencia constantes entre sus componentes. Usando indicios de este tipo Rydberg identificó tres grupos separados de dobletes en cada espectro alcalino y los dispuso en series. Como en el espectro del hidrógeno, las líneas de cada serie se agrupaban más estrechamente y tendían a un límite al acercarse al extremo violeta del espectro (fig. 7-1).

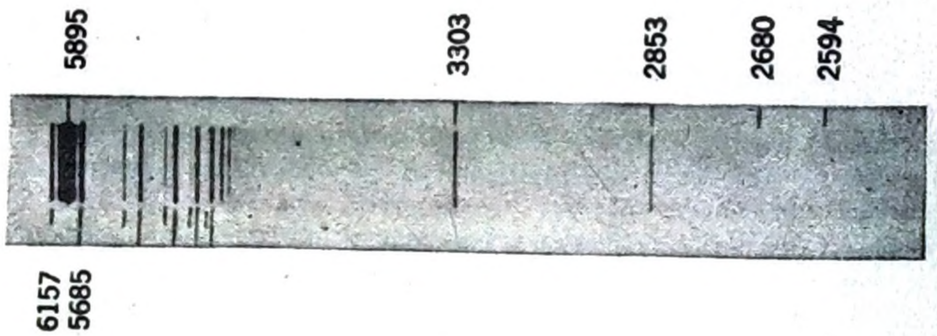


FIG. 7-1. Espectro de emisión del sodio. El espectro está en la banda central; por arriba y por debajo se ven líneas que son sólo marcadoras. La fila superior de líneas indica la serie principal; debajo, las líneas más largas muestran la serie difusa, las más cortas, la serie nítida.. Las longitudes de onda son aproximadas. (Gentileza de Dover Publications, Nueva York, del libro *Atomic Spectra and Atomic Structure*, del doctor G. Herzberg).

La existencia de series análogas a la de Balmer en los álcalis indica que la estructura de un átomo alcalino es similar a la del átomo de hidrógeno. En otras palabras, un átomo alcalino se completa como si estuviera formado por una región central que contuviera una distribución de carga positiva, con un solo electrón de valencia moviéndose en el campo de esta

carga. Podemos suponer (fig. 7-2) que el núcleo, que lleva una carga positiva Ze, está totalmente rodeado por $Z-1$ electrones quedando un electrón en una órbita relativamente grande. Sin embargo los electrones interiores no son totalmente eficaces en escudar al núcleo. Es por ello que la *carga nuclear efectiva* que guía al electrón de valencia, es mayor que e. Esta carga efectiva varía al pasar de una órbita del electrón de valencia a otra. En particular, para órbitas que posean el mismo número cuántico total n, la carga efectiva depende del valor del impulso angular, es decir, del valor del número cuántico azimutal. Mientras en el caso del hidrógeno, todos los niveles energéticos con un n dado coinciden, en los espectros alcalinos están separados. Correspondientemente a una serie espectral en el hidrógeno, tenemos varias series en

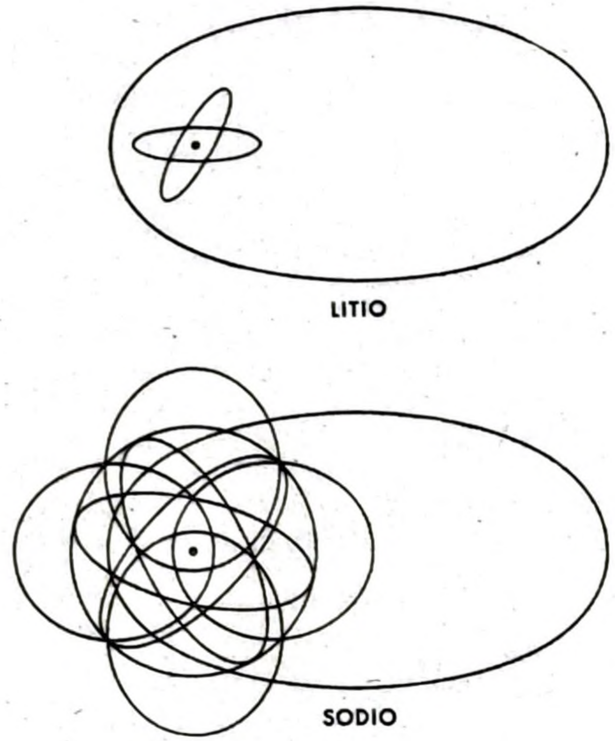


FIG. 7-2. Modelos del litio y del sodio. En el sodio, el electrón de valencia tiene un número cuántico total $n = 3$. Dos electrones tienen $n = 1$ y ocho tienen $n = 2$. Los diez electrones internos constituyen la capa interna.

un álcali. No debe pensarse que las órbitas son elipses. En el campo de una carga positiva distribuida, el electrón de valencia se moverá como se indica en la fig. 7-3.

Series espectrales del sodio; la fórmula de Rydberg. Aunque cada serie en el espectro de un átomo alcalino está formada por dobletes, es más simple considerarlas, por el momento, como compuestas por líneas simples. Sólo discutiremos el espectro del sodio puesto que es típico del grupo total. La serie producida por transiciones al nivel energético inferior de un átomo alcalino es llamada serie principal. Está indicada en la fig. 7-1. Las líneas *D* de Fraunhofer en los 5.890 y 5.896 Å forman el primer doblete de esta serie. (En los primeros días de la espectroscopía, algunas de las más importantes líneas de Fraunhofer se designaban con letras del alfabeto.) Se muestran otras dos series importantes, llamadas serie difusa y nítida debido al aspecto característico de sus líneas. Rydberg originariamente expresó los números de onda de las líneas de cada serie alcalina mediante la fórmula

$$\bar{\nu} = A - \frac{R}{(M+f)^2} \qquad (1)$$

M es un entero que aumenta en una unidad al pasar de una línea a la próxima de la serie yendo hacia longitudes de onda más cortas.

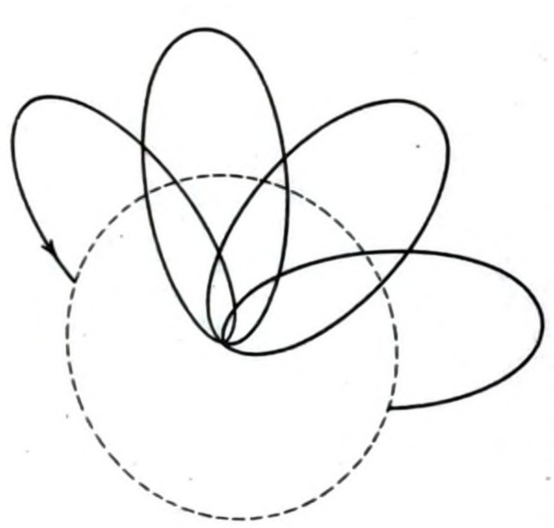


FIG. 7-3. Electrón de valencia moviéndose en el campo combinado del núcleo y los otros electrones del átomo.

A es llamado término constante y la fracción que se le resta, término variable puesto que cambia al pasar de una línea a otra; f es una fracción propia característica del elemento y de la serie particular. Sin embargo preferimos escribir

$$\bar{\nu} = A - \frac{R}{(n-a)^2} \qquad (2)$$

donde n es el número cuántico total, definido en la pág. 118. El número a, generalmente positivo, es llamado "defecto cuántico", es decir, la cantidad en que difiere el denominador del valor que tendría para un átomo hidrogenoide.

La figura 7-4 indica los niveles energéticos del sodio. Las distancias entre niveles no están en escala sino que se han dispuesto así para mostrar mejor los detalles. Para los niveles cuyo número cuántico total es $n = 3$, la teoría de Bohr sugiere que el número cuántico azimutal k puede ser 1, 2 ó 3. Sin embargo la mecánica ondulatoria predice el importante resultado de que el impulso angular difiere del valor dado por la teoría de Bohr. En consecuencia vamos a introducir el *valor correcto del impulso angular*

$$\sqrt{l(l+1)}\, h/2\pi \qquad (3)$$

donde $l = k - 1$.

Los *niveles espectrales* se indican dando n y l o escribiendo n seguido por una letra convencional, asignada del siguiente modo:

l	0	1	2	3	4	5
letra	S	P	D	F	G	H, etc.

Esta curiosa elección de letras se hace por razones históricas. Originariamente, las letras S, P, D y F se usaban para indicar los términos variables de las series nítida (en inglés sharp), principal, difusa y fundamental aunque la última no tenía nada en particular. Más tarde, se agregaron a la sucesión las letras G, H, etc. En la fig. 7-4, la *serie principal* de líneas espectrales es aquella en la que el electrón pasa de los niveles nP al nivel final $3S$. Puede escribirse

$$\bar{\nu} = \frac{R}{(3-S)^2} - \frac{R}{(n-P)^2} \qquad (4)$$

donde los números S y P que aparecen en el denominador son valores particulares de la cantidad a que figura en la ecuación 2. La abreviatura se hace necesaria y tales fórmulas se expresan generalmente en forma abreviada. Para el sodio, ponemos:

Serie principal	$\bar{\nu} = 3S - nP$	$n = 3, 4, \cdots$
Serie nítida	$\bar{\nu} = 3P - nS$	$n = 4, 5, \cdots$
Serie difusa	$\bar{\nu} = 3P - nD$	$n = 3, 4, \cdots$
Serie Fundamental	$\bar{\nu} = 3D - nF$	$n = 4, 5, \cdots$

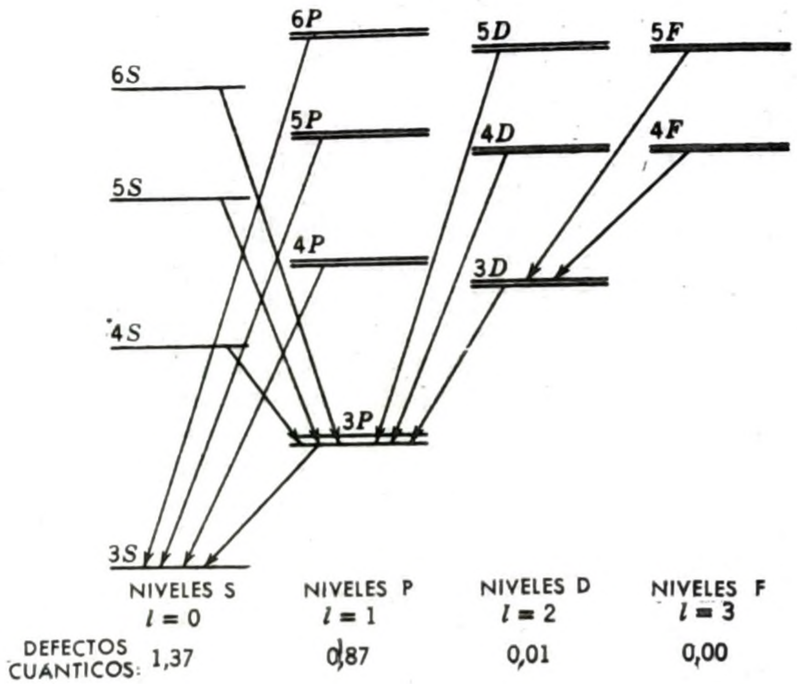


FIG. 7-4. Niveles de energía del sodio. Para un número cuántico total dado, los niveles S y P son más bajos que los niveles D y F debido a que el electrón penetra más cerca del núcleo. Los niveles P, D y F son dobles tomando en cuenta el spin del electrón. Para los niveles S el carácter doble se pierde porque $l = 0$, según se vio en el texto. A pesar de ello son llamados dobletes S puesto que pertenecen a un sistema de niveles que son predominantemente dobles.

Para otros álcalis, cuyos números cuánticos totales para el estado fundamental son distintos, el esquema es análogo.

Resulta útil analizar detalladamente la figura 7-4. Nótese que:

1. Todos los niveles son dobles salvo los niveles S. Este es un efecto debido al spin del electrón.

2. Los electrones pueden pasar únicamente de una columna del diagrama a las adyacentes; es decir, l varía en más o menos 1. (Existen algunas excepciones que no vamos a discutir aquí.) Este hecho es llamado regla de selección, expresada algebraicamente mediante

$$\Delta l = \pm 1 \tag{5}$$

3. El defecto cuántico disminuye cuando l crece. Para sodio los valores aproximados se muestran al pie de la figura. Cada valor se explica considerando el movimiento del electrón de valencia. En los niveles D el electrón se imagina moviéndose en una órbita "gorda" y se mantiene lejos de las capas internas, que es como se llama el resto del átomo. La carga real de las mismas y su carga efectiva son entonces aproximadamente iguales. En los niveles P la órbita es más delgada y el electrón se mueve más cerca de dichas capas, o aún puede penetrarlas, de manera que el defecto cuántico es mayor. Finalmente en los estados S consideramos que el electrón atraviesa las capas electrónicas internas y el defecto cuántico es todavía mayor.

2. Spin del electrón; explicación de los dobletes en espectros alcalinos

Hasta ahora hemos considerado el electrón simplemente como una carga puntual girando en torno del núcleo. Para explicar la naturaleza doble de los términos en los espectros alcalinos y fenómenos análogos en otros espectros es necesario reconocer que el electrón se comporta como si fuera un cuerpo limitado girando alrededor de un eje que pasa por su centro de masa. Este concepto fue introducido por Uhlenbeck y Goudsmit y por Urey y Bichowsky, independientemente. Un electrón de volumen finito en movimiento es equivalente a un sistema de corrientes eléctricas circulares. Esencialmente se comporta como un pequeño imán. El impulso angular vale

$$\sqrt{|s|\,(|s|+1)}\,h/2\pi = \sqrt{\tfrac{3}{4}}\,h/2\pi = 0{,}866\,h/2\pi \tag{6}$$

donde s es llamado número cuántico de spin y vale $\frac{1}{2}$ ó $-\frac{1}{2}$, según se verá más adelante. Se puede demostrar que el momento magnético del electrón es igual a su impulso angular por e/mc, donde e se expresa en ues. Entonces el momento magnético resulta

$$\sqrt{\tfrac{3}{4}}\,eh/2\pi mc \tag{7}$$

El movimiento orbital del electrón produce un campo magnético según la ley de Ampère, pero el momento magnético debido al spin no corresponde a este campo magnético. Sin embargo hay un mecanismo por el cual *el momento magnético propio del electrón se orienta* con respecto a su momento magnético orbital. Desde el punto de vista de un observador que estuviera montado sobre el electrón, el núcleo y las capas electrónicas interiores cargadas se moverían en una órbita en derredor de él, y por ello producirían un campo magnético en la posición del electrón. En la pág. 123 vimos que un átomo de hidrógeno se orienta en un campo magnético exterior con

respecto a las líneas de fuerza. Análogamente, en este caso, el momento magnético del electrón se orienta en relación al campo magnético producido por el núcleo y los electrones interiores. Pero este campo es perpendicular a la órbita del electrón, de manera que es necesario incluir un término, el llamado término de órbita-spin, en la energía del sistema. Este término depende de la orientación del spin del electrón respecto del plano de su propia órbita. L. H. Thomas y Frenkel han elaborado una discusión detallada de esta situación pero es suficiente manifestar que:

1. La componente del impulso angular perpendicular al plano de la órbita es siempre $+h/4\pi$ ó $-h/4\pi$. Llamando a esta cantidad $sh/2\pi$ vemos que $s = \frac{1}{2}$ ó $-\frac{1}{2}$ en ambos casos, respectivamente.

2. Es habitual decir que "el spin del electrón es $\frac{1}{2}$" significando $(\frac{1}{2})h/2\pi$. Esta es simplemente una *convención*, útil al *enumerar* los distintos niveles energéticos de átomos complicados. El impulso angular real debido al spin está dado por la ecuación 6.

Emplearemos esta convención al considerar el sodio. Los dobletes de la fig. 7-4 corresponden a las dos orientaciones del electrón respecto del plano de la órbita como se ve en la fig. 7-5. El impulso angular total del átomo se dice entonces, convencionalmente, que es

$$jh/2\pi = (l + \tfrac{1}{2})h/2\pi \qquad \text{cuando } l \text{ y } s \text{ son paralelos}$$

$$jh/2\pi = (l - \tfrac{1}{2})h/2\pi \qquad \text{o cuando } l \text{ y } s \text{ son antiparalelos}$$

La cantidad j es llamada número cuántico *interno* debido a que se supuso erróneamente que representaba el impulso angular del núcleo, antes de que se desarrollara la teoría aceptada actualmente. Debemos agregar que, en realidad, el impulso angular total del átomo alcalino es

$$\sqrt{j(j+1)}\,h/2\pi.$$

★ Aún queda por considerar un caso especial. Si $l = 0$, como en los estados S del átomo, la resultante de l y s tiene un solo valor posible, a saber, $\frac{1}{2}$. Los niveles energéticos S son, por ello, simples, como se vio en la fig. 7-4. Cuando $l = 1$, j puede tomar los valores 3/2 ó 1/2. Los niveles P son entonces dobletes y se designan generalmente como $n^2P_{\frac{1}{2}}$ y $n^2P_{3/2}$, donde n indica el número total, el índice superior la multiplicidad (doblete) y el subíndice el número cuántico j.

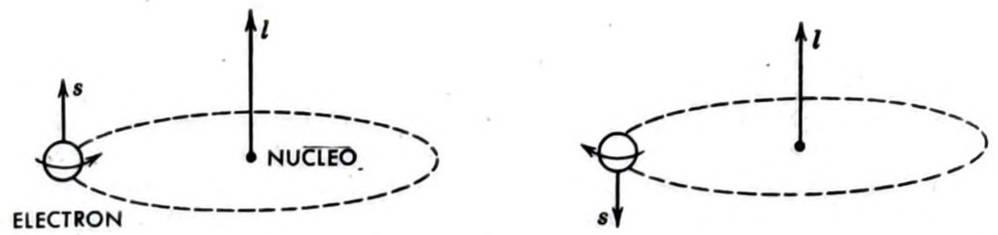


FIG. 7-5. Las dos posibles orientaciones del vector impulso del spin s, con respecto al vector impulso angular orbital l. La energía depende del ángulo que forman l y s. La representación del electrón como una esfera de carga eléctrica en rotación, no debe tomarse muy al pie de la letra.

El cuadro 7-1 muestra las designaciones de los términos y números cuánticos de los espectros alcalinos.

	l	s	j	
S	0	1/2	1/2	$n^2S_{1/2}$*
P	1	1/2	3/2	$n^2P_{3/2}$
		−1/2	1/2	$n^2P_{1/2}$
D	2	1/2	5/2	$n^2D_{5/2}$
		−1/2	3/2	$n^2D_{3/2}$
F	3	1/2	7/2	$n^2F_{7/2}$
		−1/2	5/2	$n^2F_{5/2}$

* Aunque los niveles S son siempre simples, se usa el símbolo ^2S ya que habría dos niveles si l no fuera cero.

3. Reglas de selección

Podría esperarse que las líneas de la serie difusa aparecieran en grupos de a cuatro ya que hay dos términos P y dos D para cada valor de n. Pero se encuentra que sólo se producen transiciones cuando el cambio en j es ± 1 ó cero. Consideremos las cuatro posibles transiciones entre un par de niveles D y un par de niveles P indicados en la fig. 7-6:

Línea	cambio de j en emisión	Situación
$3^2P_{3/2} - n^2D_{5/2}$	−1	Observado
$3^2P_{3/2} - n^2D_{3/2}$	0	Observado
$3^2P_{1/2} - n^2D_{5/2}$	−2	No observado
$3^2P_{1/2} - n^2D_{3/2}$	−1	Observado

Todas estas líneas obedecen la regla de selección para l pero la tercera violaría la regla de selección para j y no aparece.

★ Para explicar la regla de selección para l debemos recomendar al lector interesado trabajos sobre mecánica ondulatoria pero la regla de selección para j puede comprenderse considerando el impulso angular llevado por la luz emitida. Cuando Δj es cero, el campo electromagnético irradiado por el átomo es análogo al de un oscilador lineal hipotético cuyo movimiento se frena bajo la acción de su propia radiación. Tal campo no posee impulso angular. Por otro lado, si l fuera $+1$ ó -1 el campo sería similar al de un oscilador circular que se va frenando. La luz es circularmente polarizada cuando se la mira a lo largo de una recta perpendicular al plano de movimiento del oscilador, que pasa por el centro de su órbita. Puede demostrarse que una onda esférica circularmente polarizada como ésta, de energía W, tiene un impulso angular igual a $W/2\pi\nu$. Poniendo $W = h\nu$, vemos que la energía electromagnética emitida por un solo átomo cuando $\Delta j = +1$ tiene un impulso angular $h/2\pi$. No pueden asociarse con una energía $h\nu$ emitida por tal oscilador cantidades mayores de impulso angular, puesto que en ese caso j cambiaría en 2 unidades o más. En casos raros se ha hallado que *se producen* transiciones en las cuales j cambia en 2 unidades, pero esto sucede únicamente cuando el átomo es perturbado por la presencia de vecinos que pueden aceptar o ceder impulso angular.

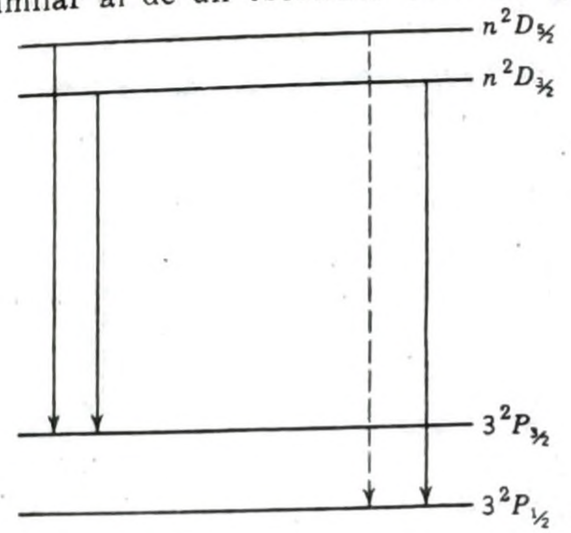


FIG. 7-6. Transiciones entre niveles dobles. Aparecen tres líneas. La cuarta está ausente porque j no puede variar en 2 unidades.

Nota sobre la notación espectroscópica. Como la terminología espectroscópica puede parecer confusa al principiante, resumiremos aquí las principales ideas en las que se basa.

1. Un *electrón* particular se describe como electrón s, p, d, f, etc., según su número azimutal, del mismo modo que identificaríamos a una persona como sueca, polaca o danesa. Si se desea indicar también el número cuántico total se lo antepone a la letra, es decir: ns, np, etc. (Otra alternativa es escribir n_l). Estos símbolos se refieren a electrones y no a términos espectrales o niveles de energía.

2. Los *términos* espectroscópicos, sin considerar sus valores numéricos, se indican mediante las letras mayúsculas S, P, D, F, del mismo modo que podríamos decir que un clima es templado sin especificar dónde existe ese clima.

3. El *valor* de un término espectroscópico puede calcularse mediante una expresión algebraica. Dos expresiones de ese tipo aparecen en el miembro derecho de la ecuación 4. (El segundo de ellos puede tomar una serie de valores para distintos valores enteros de n.) El *valor* de un término espectroscópico da su posición sobre un diagrama de niveles de energía como el de la fig. 7-4. De manera análoga podríamos especificar la latitud de una región templada donde viven daneses.

4. Si deseamos dar una información más detallada sobre un término usamos la notación *completa*, tal como

$$n\,^2P_{3/2}$$

explicada ya en la pág. 229.

4. Átomos con varios electrones de valencia

El espectro de muchos átomos con varios electrones de valencia puede comprenderse mediante extensiones sencillas de los principios empleados en nuestro tratamiento de espectros alcalinos.

★ La segunda columna de la tabla periódica contiene las tierras alcalinas y Zn, Cd y Hg, todos los cuales poseen dos electrones de valencia. Estos elementos muestran series espectrales producidas por transiciones de un electrón. Los niveles de energía aparecen como singuletes y tripletes. Ruark demostró que también hay líneas provenientes de saltos de dos electrones, pero estas líneas no serán discutidas aquí debido a que son aplicables los mismos principios generales. La figura 7-7 es un diagrama de energías simplificado para el mercurio, que no muestra el carácter triple de algunos niveles. Muchas posibles líneas espectrales se han omitido para evitar confusiones. Las transiciones entre niveles simples dan lugar a series espectrales muy similares a las del sodio si se deja de

lado el carácter doble de esta última. Lo mismo puede decirse de las transiciones entre niveles triples si no se considera su naturaleza triple. Además hay series producidas por transi-

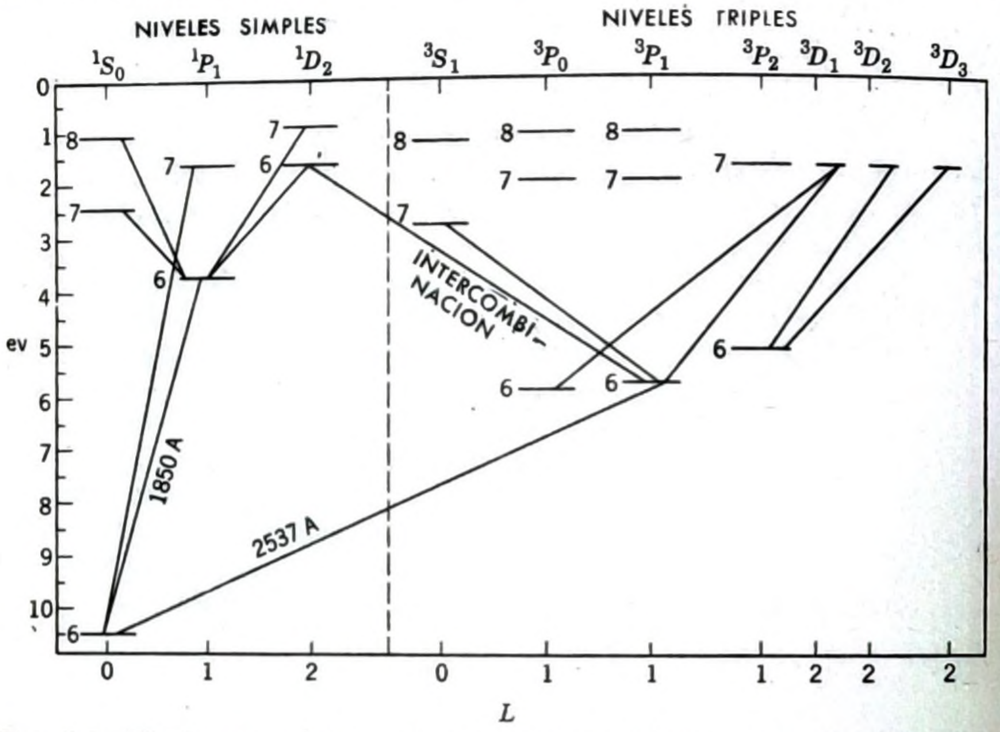


FIG. 7-7 Niveles de energías simples y triples del mercurio. En el sistema simple, los spins de los dos electrones de valencia son opuestos y el spin resultante es cero. En el sistema triple, los dos spins son paralelos y el número cuántico de spin es 1. Los vectores orbital y de spin tienen una resultante que posee tres valores, explicando así los niveles triples.

ciones de niveles simples a triples, y de niveles triples a simples, que son llamadas intercombinaciones. Vamos a asignar a los niveles simples y a los triples números azimutales L. Para ellos vale el principio de selección usual,

$$\Delta L = \pm 1 \tag{8}$$

Pasando a la fig. 7-8 vemos los niveles individuales de algunos términos triples separadamente. Las líneas que no aparecen están con línea punteada. Ellas indican la acción de un principio de selección para un número cuántico J, análogo al número j, introducido en nuestra discusión del sodio. La explicación es la siguiente:

1. *Niveles simples.* El átomo normal de mercurio tiene dos electrones cuyos números cuánticos son $n = 6$, $l = 0$, llamados electrones 6*s* para indicar brevemente su estado. Supongamos que uno de ellos se excite y pase a un estado más

alto, tal como 6*p* ó 8*d*. Supongamos que sus spins sean opuestos, de modo que el spin resultante es cero: entonces el par tendrá únicamente impulso angular orbital. Los niveles no tendrán "estructura fina" debida al spin; serán niveles simples.

2. Los impulsos angulares orbitales l_1 y l_2 de los dos electrones se combinan y dan como resultante $Lh/2\pi$, como

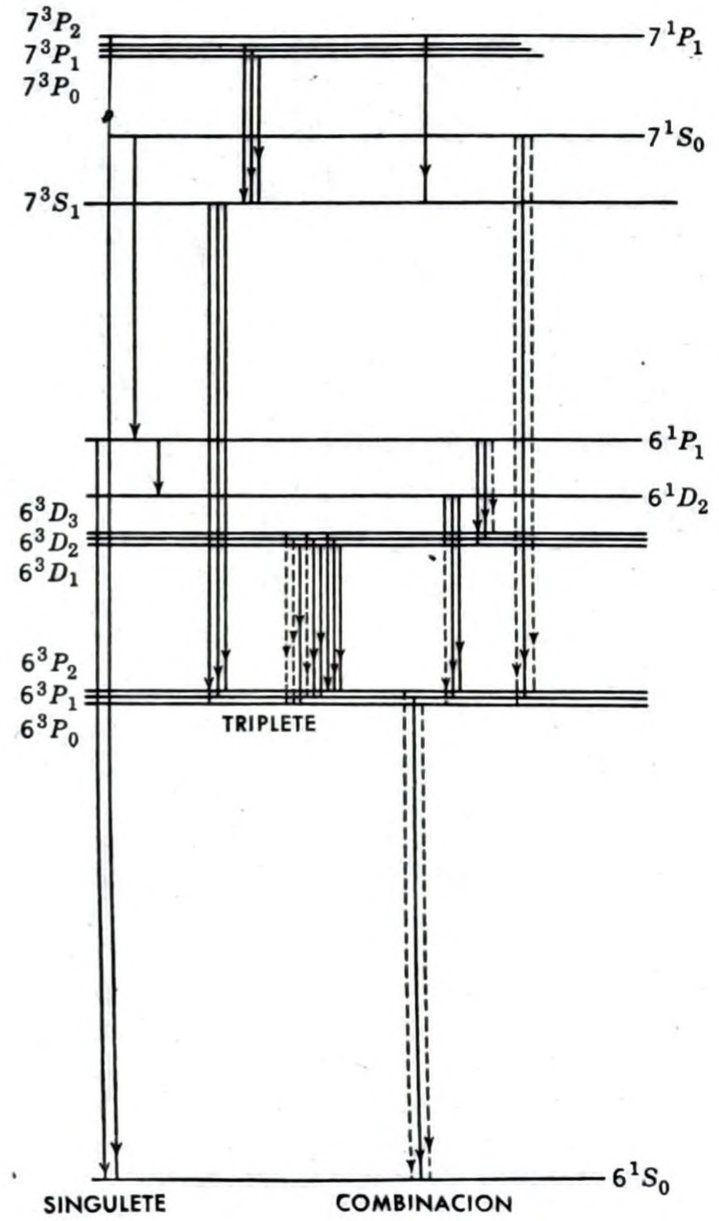


FIG. 7-8. Diagrama de energías del mercurio que muestra la serie simple, serie triple y serie de combinación. Las ordenadas no están en escala.

se ve en la fig. 7-9. La regla es que, para dos electrones, la resultante debe ser un múltiplo entero de $h/2\pi$.

3. *Niveles triples.* Supongamos ahora que los spins son paralelos. Entonces el spin resultante, llamado S, será 1. Este vector spin combinado se orienta con respecto al vector L. La regla es que L y S deben dar una resultante cuantificada J; esto es, variando la orientación de S respecto de L, J toma los valores que van de $L+S$ a $|L-S|$. Por ejemplo, cuando $L=2$ y $S=1$, los posibles valores de J son 3, 2 y 1. En este caso, si el número cuántico total es 7, indicamos los niveles energéticos como 7^3D_3, 7^3D_2, 7^3D_1, siguiendo el plan usado al describir niveles de álcalis.

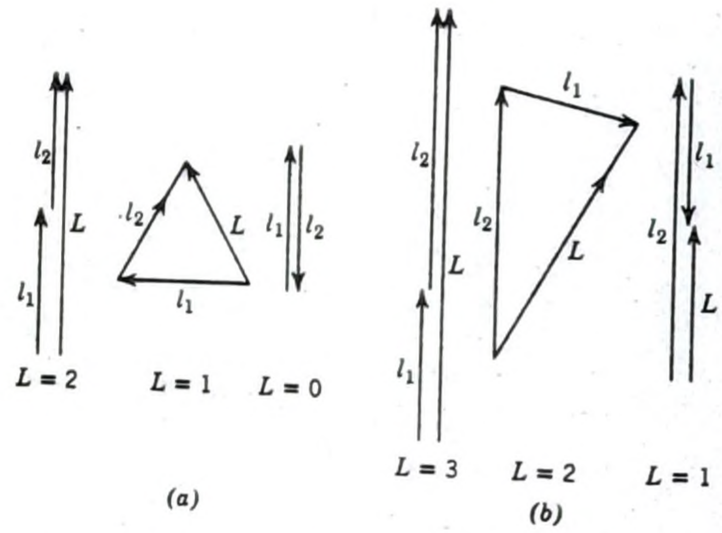


FIG. 7-9. Diagrama vectorial que muestra los posibles valores enteros del vector L en un átomo con dos electrones de valencia. Los vectores más cortos representan una unidad de impulso angular, $h/2\pi$.

4. El principio de selección para J es que puede variar en ± 1 ó cero, como lo hacía j en el caso de los álcalis. Hay una restricción adicional: los términos para los cuales J es cero no se combinan entre sí. Este agregado aparentemente insignificante a la regla de selección prohíbe la aparición de la línea $6^3P_0 - 7^3S_1$, que debería estar en los 2.656 A. Fukuda pudo observar la emisión de esta línea bajo una fuerte descarga, pero la experiencia general apoya la conclusión de que para el átomo bien aislado, el estado superior 6^3P_0 es metaestable. Un átomo en este estado, cargado con 4,68 ev, no puede abandonar el estado salvo por choque con algún compañero o mediante la intervención de algún campo exterior fuerte. Éste no es un ejemplo aislado. Hay muchos

casos en los cuales los átomos (y núcleos) pueden existir en estados metaestables.

Estos hechos se resumen en el Cuadro 7-2.

La extensión de estas ideas a átomos con cualquier número de electrones de valencia es evidentemente obvia:

1. Los electrones individuales interactúan de manera que sus impulsos angulares orbitales dan una resultante cuantificada, $Lh/2\pi$, donde L es siempre un entero. Por ejemplo, si tenemos

$$l_1 = 2 \quad l_2 = 1 \quad \text{y} \quad l_3 = 1$$

los posibles valores de L asociados con esta configuración irían de 4 a cero, obteniéndose el último valor colocando l_1 en oposición a los otros dos vectores.

2. Los spins de los electrones interactúan dando una resultante cuantificada, $Sh/2\pi$. Si el número de electrones es par, esta resultante toma todos los valores enteros que van desde cero hasta el valor obtenido alineando todos los spins en la misma dirección; si el número de electrones es impar, el número de spin resultante S toma todos los valores de la sucesión 1/2, 3/2, etc. hasta el valor obtenido alineando todos los spins en la misma dirección.

3. Finalmente, los vectores L y S se disponen de manera que su resultante es $Jh/2\pi$. Los posibles valores de J, separados por la unidad como siempre, van desde el máximo valor posible, $L+S$ hacia abajo.

4. Por consiguiente cada valor de S da origen a un con-

CUADRO 7-2. TÉRMINOS Y NÚMEROS CUÁNTICOS PARA TIERRAS ALCALINAS

Símbolo del término	l_1	l_2	L	S_1	S_2	S	J	*Términos*	*Tipo*
S	0	0	0	1/2	1/2	1	1	$^3S_1$	Triplete
					−1/2	0	0	$^1S_0$	Singulete
P	0	1	1	1/2	1/2	1	0	$^3P_0$	Triplete
					1/2	1	1	$^3P_1$	Triplete
					1/2	1	2	$^3P_2$	Triplete
					−1/2	0	1	$^1P_1$	Singulete
D	0	2	2	1/2	1/2	1	1	$^3D_1$	Triplete
					1/2	1	2	$^3D_2$	Triplete
					1/2	1	3	$^3D_3$	Triplete
					−1/2	0	2	$^1D_2$	Singulete

junto de términos cuya multiplicidad es $2S+1$. Por ejemplo, si tenemos cuatro electrones de valencia, S puede ser 2, 1, ó 0, dando *respectivamente* series de términos quíntuples, términos triples y términos simples.

Estas reglas se cumplen aproximadamente bien para la mitad de los elementos de la tabla periódica. La situación descripta se conoce como acoplamiento de Russell-Saunders. Al desplazarnos hacia la derecha del cuadro y hacia elementos más pesados, hay una tendencia progresiva hacia otro tipo de situación dinámica, en la cual el l y el s de cada electrón dan una resultante individual j, después de lo cual las j de los distintos electrones se combinan para formar el impulso angular total $Jh/2\pi$. Este último se conoce como acoplamiento j-j. Es realmente sorprendente que principios tan simples basten para describir las características generales de todos los espectros atómicos.

Observaciones adicionales sobre la notación espectroscópica. Como veremos con más detalle en la pág. 258, para describir los valores n y l de todos los electrones de un átomo, escribimos una *sucesión* de símbolos del tipo *ns, np, etc.* Por ejemplo, el estado normal del boro $(Z=5)$ se indica

$$(1s)_2(2s)_2 2p$$

significando que 2 electrones están en estados que tienen $n=1$ y $l=0$; 2 más están en estados que tienen $n=2$ y $l=0$ y justo 1 está en un estado que tiene $n=2$ y $l=1$. Frecuentemente la mayor parte de los primeros miembros de una sucesión de este tipo se omite debido a que sólo se requieren los miembros que indiquen los electrones de valencia. Por ejemplo, en el mercurio, el *grupo de estados* 6^3P_2, 6^3P_1, 6^3P_0 y 6^1P_1 se originan todos en la *configuración* $6s6p$.

El uso de s para el número de spin de un electrón y para indicar que $l=0$ para un electrón, no producirá dificultades *si se tiene en cuenta.* Lo mismo puede decirse del conflicto entre el uso de S como spin resultante y como indicador de que $L=0$.

5. Principio de Pauli

Pauli descubrió una gran generalización referente a los números cuánticos de electrones en cualquier sistema aislado. Mediante experiencias espectroscópicas Pauli halló que *dos electrones en un átomo dado no pueden tener el mismo conjunto de números cuánticos.* Es necesario notar que, en

general, cada electrón tiene cuatro números cuánticos aunque hayamos utilizado solo tres en la discusión precedente. Nuestro éxito se debió al hecho de que no hemos considerado la cuantificación espacial (pág. 123). A propósito, prácticamente todos los niveles mencionados anteriormente en este capítulo son *degenerados* en el sentido que la aplicación de un campo exterior adecuado puede dividirlos en varios subniveles. Encontramos ese tipo de comportamiento al discutir el efecto Zeeman del hidrógeno en la pág. 124. El análisis en ese caso era incompleto debido a que despreciábamos el spin del electrón con el objeto de simplificar.

Apliquemos ahora un campo magnético muy fuerte a un átomo que posee varios electrones de valencia. Por "muy fuerte" entendemos que el campo puede orientar cada electrón rompiendo el acoplamiento entre los distintos impulsos angulares vistos más arriba. Para cada electrón tenemos entonces cuatro números cuánticos

$$n,\ l,\ m_l,\ \text{y}\ m_s \tag{9}$$

La componente del impulso angular orbital paralela al campo es $m_l h/2\pi$ y la componente del spin del electrón paralela al campo es $m_s h/2\pi$.

Para el estado normal del mercurio ambos electrones tienen el mismo valor de n, a saber, 6, y el mismo l, a saber, cero. Por consiguiente m_l es cero para ambos. En virtud del principio de Pauli, los valores de m_s no pueden coincidir para ambos electrones. Los dos spins deben apuntar en direcciones opuestas. Al eliminar el campo aun apuntarán en direcciones opuestas. Por ello el estado inferior tendrá $S=0$; es decir, es un nivel singulete. Debido al principio de Pauli, está *totalmente prohibido* un *triplete* S cuyo número cuántico total sea 6, puesto que si los dos electrones, cada uno del tipo $6s$, tuvieran sus spins paralelos en ausencia de campo, seguirían siendo paralelos después de aplicar el campo y se violaría la regla de Pauli. Es posible demostrar que, si se produjera el triplete, tendría una energía menor que el estado fundamental existente. En otras palabras, el principio de Pauli nos lleva a un potencial de ionización mucho menor que el que habríamos hallado si *no* valiera este principio. Esta regla es, en resumen, un factor determinante en la determinación de los números cuánticos de todos los electrones en un átomo normal, como vamos a ver cuando consideremos el sistema periódico (pág. 256).

El principio de Pauli es un axioma basado en experiencia universal. No puede deducirse a partir de las leyes de la mecánica ordinaria o de la mecánica ondulatoria, como es

bien sabido. En realidad, el principio impone una condición sobre la función de onda del átomo en total, diciendo que la función de onda debe cambiar su signo cada vez que se intercambian las coordenadas de dos electrones cualesquiera. Este tema es demasiado complejo para discutirlo aquí. Queremos aclarar que la mecánica ondulatoria no *explica* el principio de Pauli sino que, por el contrario, está *limitada* por él. Existe un argumento algo tosco que se emplea a veces para hacer plausible el principio, que es el siguiente: Debido a la ley de la inversa de los cuadrados de la fuerza eléctrica, y la repulsión inversamente proporcional al cuadrado de "polos magnéticos" similares, suponemos que dos electrones con spins paralelos se repelen fuertemente y no pueden agruparse. El principio de exclusión de Pauli llega a la misma conclusión. También el principio permite que electrones que tienen sus spins opuestos puedan estar muy juntos, y esto podría "explicarse" como debido a una atracción entre dos "imanes electrónicos" opuestos que compensaría su repulsión eléctrica. Nótese que la descripción anterior en términos de un modelo definido es *inadecuada* y la hemos enunciado únicamente para hacer que el principio de exclusión parezca menos abstracto.

6. La Regla del desplazamiento espectral

Hemos visto que el espectro del helio simplemente ionizado se asemeja al del hidrógeno. En general, la pérdida de un electrón de valencia cambia el tipo de un espectro dado al del elemento que lo antecede en la tabla periódica. Esto se conoce como *ley del desplazamiento de espectros*. Así el espectro del magnesio simplemente ionizado (Mg^+) tiene la misma estructura doble que el del sodio neutro. La experiencia ha demostrado que esta regla de desplazamiento puede extenderse a la pérdida de varios electrones. De este modo, el Si^{++} es como el Al^+ ó el Mg, y el Si^{+++} como el Al^{++}, Mg^+ ó Na. Con cada sucesiva ionización la constante de Rydberg es remplazada por $4R$, $9R$, $16R$, etc., porque el electrón de valencia se mueve en un campo efectivo cuya magnitud es aproximadamente proporcional a $p + 1$, donde p es el número de electrones eliminados para formar el ion. Las series que representan tan alto grado de ionización tienen números de onda grandes y están en el ultravioleta extremo.

7. Potenciales de ionización

El esquema general para explicar espectros atómicos descrito en las páginas anteriores está basado fundamentalmente en la determinación directa de las energías necesarias para eliminar electrones de los átomos. Si la energía necesaria para ionizar un átomo de un cierto gas o vapor metálico es I ev, decimos entonces que el potencial de ionización de tal átomo es I voltios. Para medir el potencial de ionización de un gas o vapor se lo bombardea con electrones cuya energía sea conocida y controlable, aumentando gradualmente dicha energía hasta que se produzca la ionización.

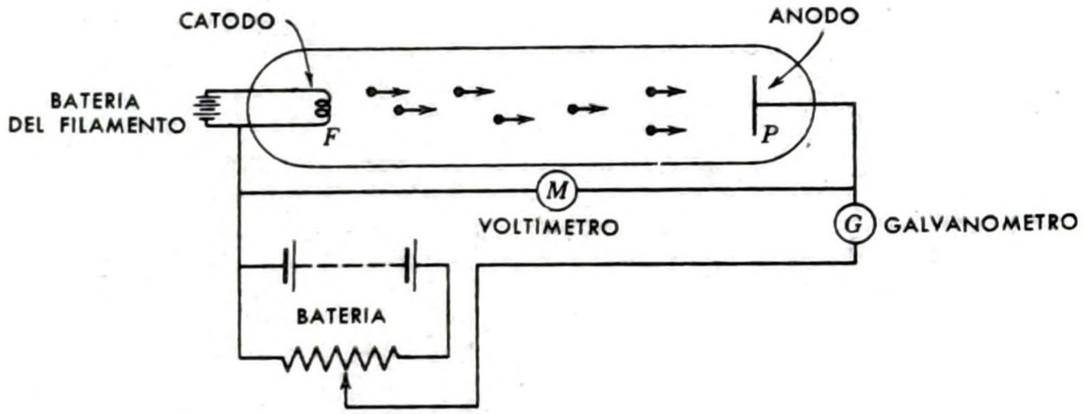


FIG. 7-10. Tubo de descarga para medir potenciales de ionización.

El tipo más simple de tubo que puede usarse con este objeto se muestra en la fig. 7-10. Un cátodo constituido por un alambre se pone incandescente haciendo pasar una corriente a través del mismo y emite una abundante cantidad de electrones. Entre cátodo y ánodo se aplica una tensión que puede leerse en el voltímetro M. A bajas tensiones, la corriente es llevada totalmente por los electrones emitidos por el cátodo. Cuando inciden sobre átomos de gas en el tubo, los electrones pueden llegar a estados cuantificados mayores en los cuales emiten luz pero no se producen iones hasta que la tensión supera el valor I.

A tensiones por debajo del potencial de ionización, la corriente está limitada por el efecto repulsivo de la nube de electrones presente en el gas, que lleva a otros electrones de vuelta al cátodo y limita efectivamente la corriente termoiónica. En estas condiciones, la corriente es proporcional a la potencia 3/2 del potencial aplicado. Cuando se produce la ionización, sin embargo, este efecto desaparece en gran

parte debido a los iones positivos liberados por los átomos gaseosos, de manera que la corriente que atraviesa el tubo aumenta mucho. Si representamos mediante una curva la dependencia de la corriente total de la potencia 3/2 de la tensión aplicada, obtenemos un resultado como el de la fig. 7-11,

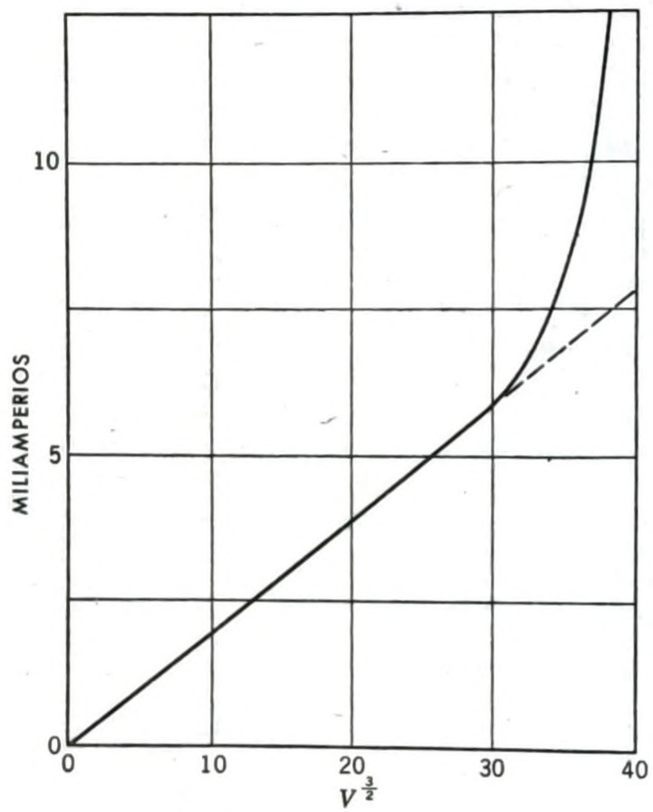


FIG. 7-11. Curvas de corriente-tensión para una descarga de cátodo incandescente en vapor de mercurio. La desviación de la curva respecto de la línea recta, que se observa con bajas tensiones aplicadas indica el comienzo de la ionización.

que fue hallado por Found usando vapor de mercurio de una densidad adecuadamente elegida. El potencial de ionización del gas se toma como la abscisa para la que se produce un codo brusco en la curva. Para el sodio, este codo aparece en 5,13 ev después de introducir una corrección por energía inicial con que los electrones dejan el cátodo. Con referencia a la fig. 7-4 vemos que el nivel de energía mínimo está dado por el límite de la serie principal, en 41.449 cm^{-1}. Este límite corresponde en absorción a un salto del estado normal hasta una órbita infinita, es decir, un estado en el cual el átomo está ionizado y el electrón de valencia está en

reposo en el infinito. El valor correspondiente de la energía es 5,116 ev, que concuerda excelentemente con la tensión dada más arriba.

8. Radiación de resonancia y potenciales de resonancia

Hemos visto en la página 69 que los átomos y moléculas en estado gaseoso pueden absorber ciertas longitudes de onda de un haz de luz blanca. Basándonos en la discusión presentada en ese capítulo deberíamos esperar que las frecuencias absorbidas por un gas o vapor normal sean las que llevan los átomos del estado fundamental a niveles mayores. Este hecho es efectivamente comprobado por el descubrimiento de R. W. Wood de la radiación de resonancia. Wood demostró que la luz de un mechero de Bunsen, que se hace amarilla colocando cualquier sal de sodio, puede excitar las líneas *D* amarillas en un tubo evacuado que contenga vapor de sodio a una presión adecuada: También excitó la radiación de resonancia en vapor de mercurio iluminándolo con la longitud de onda 2.537 A, correspondiente a la energía de un fotón de 4,9 ev.

Análogamente, los átomos pueden ser excitados por electrones, de manera de emitir luz sin estar ionizados. El primer potencial de resonancia de un átomo se define como la mínima diferencia de potencial a través de la cual deben caer los electrones para excitar la emisión de luz. Así, un electrón cuya energía sea 4,9 ev puede llevar un átomo de mercurio con el que choque hasta el estado excitado 6^3P_1 desde el cual vuelve al estado normal 6^3S_0 emitiendo la *línea de resonancia* de 2.537 A. Al aumentar la energía de los electrones bombardeantes aparecen otras líneas espectrales en grupos y los potenciales correspondientes a esta aparición son llamados potenciales de resonancia. En la fig. 7-12 se muestra un tubo de descarga en el cual tales efectos pueden ser estudiados espectroscópicamente y mediante mediciones eléctricas. Los electrones son acelerados desde el cátodo hacia la grilla *G* mediante una tensión V_1. Entre la grilla y la placa *P* se aplica un pequeño potencial opuesto V_2 (de cerca de 1/2 voltio). Se conecta un galvanómetro para medir la corriente que fluye a través de la placa *P*. La presión en el aparato se elige de manera que el libre camino medio de un electrón sea pequeño comparado con la distancia entre electrodos. Mientras V_1 se mantiene por debajo del primer potencial de resonancia del gas o vapor que hay en el tubo,

la corriente aumenta con V_1. Todos los choques de los electrones con los átomos gaseosos son *elásticos*; es decir, un electrón pierde solo una fracción muy pequeña de su energía en cada choque. Sin embargo, cuando V_1 sobrepasa el potencial de resonancia, se producen choques *inelásticos*. Supongamos, por ejemplo, que estamos estudiando vapor de mercurio, y sea el potencial entre cátodo y grilla de 5,1 voltios. Después de un choque en el que se pierden 4,9 ev, el electrón puede acercarse a la grilla llegando con una energía de 0,2 ev, pero si la atraviesa será enviado de vuelta por el potencial opositor V_2 antes de llegar a la placa. Tal electrón va hacia la grilla y pasa por el circuito metálico *GAF* sin ser registrado por el galvanómetro. El resultado neto

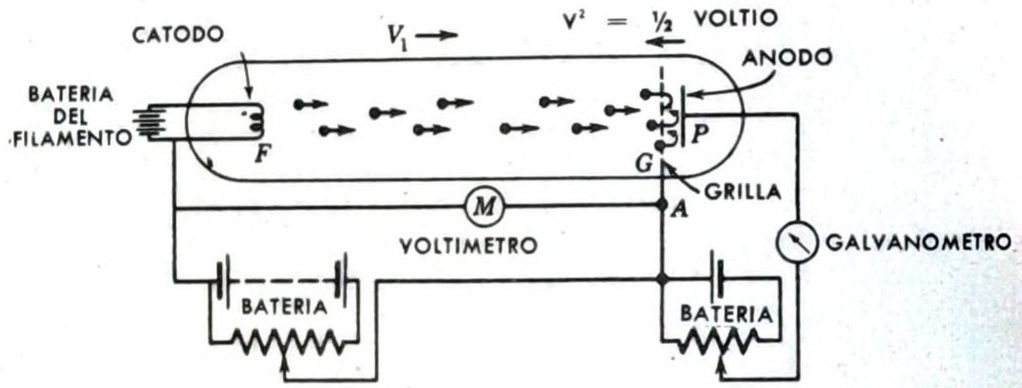


FIG. 7-12. Tubo para medir potenciales de resonancia. Cuando la tensión aplicada excede el primer potencial de resonancia, se emite la luz. Además, cada electrón pierde energía de manera que nó puede sobrepasar el pequeño potencial que se le opone entre grilla y placa. Entonces la corriente placa-galvanómetro disminuye.

es una caída en la corriente del galvanómetro, como se ve en la fig 7-13. Al aumentar la tensión, los electrones que han tenido choques inelásticos tendrán suficiente energía como para dirigirse a la placa oponiéndose al potencial V_2. De este modo la corriente comenzará nuevamente a aumentar. Aumentando aún más la tensión algunos electrones bombardeantes podrán efectuar dos choques de resonancia y la corriente cae nuevamente. Los picos producidos a tensiones mayores se explican de manera análoga. Los espacios entre estos picos concuerdan excelentemente con la energía calculada correspondiente a la línea 2.537 A; a saber, 4,86 ev. Usando distintos refinamientos experimentales G. Hertz pudo demostrar que, mientras la línea verde del mercurio a 5.461 A está ausente del espectro a una cierta tensión, aparece con considerable intensidad a un potencial de solo 0,2 voltios

mayor, en estrecho acuerdo con el potencial de excitación teórico. La medición de potenciales de ionización y de resonancia así como las experiencias sobre excitación discontinua de espectros han resultado sumamente útiles en la determinación de niveles de energía atómica.

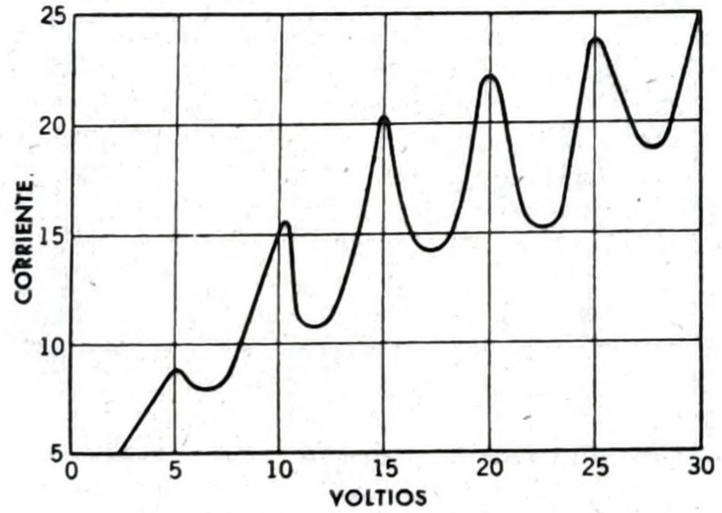


FIG. 7-13. Curvas de corriente-tensión que muestran los choques inelásticos de electrones con átomos de mercurio (según Mohler). Cuando los electrones tienen suficiente energía excitan a los átomos. La energía restante es insuficiente para llevar los electrones de la grilla a la placa, de manera que la corriente disminuye.

9. Choques de segunda clase

★ Como los electrones suficientemente veloces pueden excitar los átomos con los que chocan emergiendo con menor velocidad, podemos imaginar el proceso inverso, a saber, que un átomo excitado, al chocar con un electrón, vuelva a un estado inferior sin irradiar; la energía interna es entregada al electrón acelerándolo, salvo una pequeña fracción que aparece como energía cinética del átomo que retrocede.

★ Tal proceso se denomina choque de segunda clase. El tipo descrito es difícil de demostrar pero hechos similares han sido hallados por Franck y Cario. Un tubo que contenía una mezcla de vapores de mercurio y talio se iluminaba con la línea de resonancia del mercurio, 2.537 A. El primer potencial de resonancia del Tl es mucho menor que el de Hg. En realidad, varias líneas distintas del talio pueden excitarse con una energía de 4,9 ev. Así, un átomo de Hg excitado debería ceder parte de su energía a un átomo de Tl. Esta energía aparecería, parte como energía interna del átomo de

Tl, que luego se irradiaría y parte como energía cinética de los dos participantes del choque. Franck y Cario hallaron que los átomos de Tl emitían justo las líneas predichas y no otras (apéndice 9, ref. 71). Se conoce una serie de fenómenos de esta clase. Toda vez que el lector considera un proceso de excitación, debe preguntarse, ¿cómo se entrega la energía acumulada a los alrededores? No tenemos lugar para hacer un estudio de la fotoquímica; pero es útil pesar el hecho de que la luz del sol, al incidir sobre hojas verdes, pone en acción una serie de fenómenos que son, en última instancia, responsables de la producción de la mayor parte de los alimentos consumidos por nosotros mismos así como por los animales que nos rodean.

10. El experimento de Stern-Gerlach sobre momentos magnéticos atómicos

Otras experiencias de carácter no espectroscópico demuestran que un átomo posee impulso angular debido al movimiento orbital de sus electrones y al spin del electrón. Si un átomo tiene impulso angular debe comportarse como un pequeño imán, y es posible predecir, mediante experimentos espectrales, cuánto debe valer este momento magnético por átomo. Stern y Gerlach idearon una experiencia con la cual se puede medir este momento magnético. Se calienta un

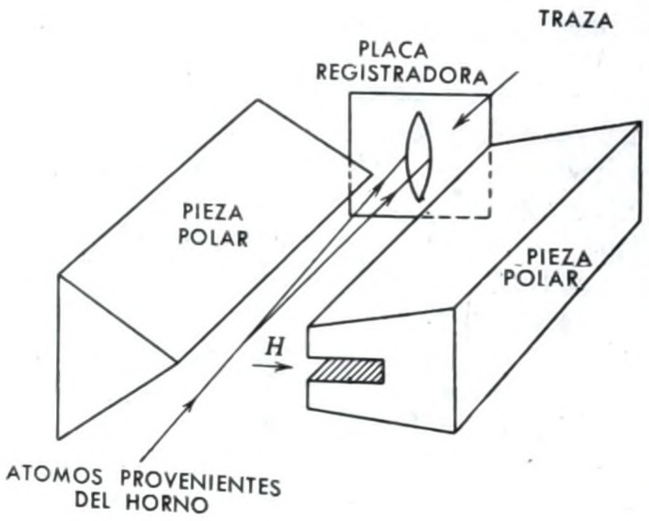


FIG. 7-14. Diagrama del aparato de Stern-Gerlach. Una corriente de átomos de plata pasa a través del campo magnético sumamente divergente. Algunos átomos son llevados hacia la izquierda y otros a la derecha. (Para mayor claridad, las piezas polares se han colocado mucho más separadas de lo que están en la realidad).

metal, tal como la plata, en un horno eléctrico adecuado dentro de un tubo muy evacuado. Se hace pasar un haz muy delgado de vapor metálico, producido por un sistema de ranuras en la boca del horno, a través de un campo magnético muy inhomogéneo producido por piezas polares de hierro cuya forma puede verse en la fig. 7-14. En el caso de la plata o cualquier otro átomo alcalino, el vector impulso anular de cada átomo deberá ser paralelo o antiparalelo al campo exterior. Los átomos que tienen este vector paralelo al campo son desviados hacia una pieza polar; aquellos que lo tienen antiparalelo son desviados en dirección opuesta.

El resultado es la formación de dos manchas o líneas distintas de depósito metálico sobre una placa colocada en el extremo más alejado del campo magnético. Mediante la separación de estas manchas se puede calcular el momento magnético del átomo de plata. Su valor resulta ser 9×10^{-21} ergios-oersted. Dentro de los límites de error, este valor coincide con el predicho mediante el espectro de plata. Para el estado normal, $l = 0$, de manera que la *componente* del momento magnético μ_H, paralela al campo magnético, es la debida al spin del electrón de valencia. Tenemos

$$\mu_H = \frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}\frac{e}{mc} = \frac{1}{2}(1{,}05 \times 10^{-27})(1{,}76 \times 10^{7})$$

$$= 9{,}25 \times 10^{-21} \text{ erg/oersted} \qquad (10)$$

Esta unidad natural de momento magnético es llamada *magnetón de Bohr.*

11. Propiedades magnéticas de la materia macroscópica

Supongamos que se coloca un cuerpo cilíndrico homogéneo dentro de una bobina cilíndrica (fig. 7-15), que produce un campo magnético H_e en ausencia del cuerpo. Se supone

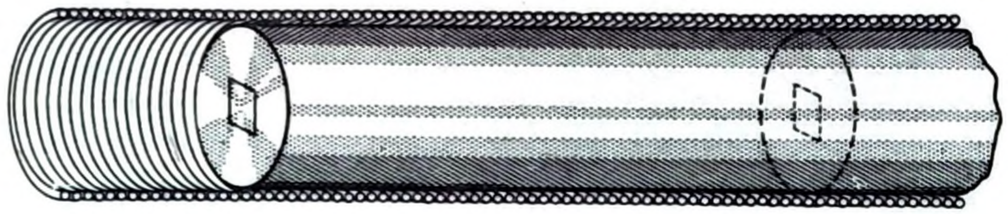


FIG. 7-15. Espécimen magnético dentro de una larga bobina cilíndrica. Se indica una unidad de área en el extremo del espécimen y otra cerca de la mitad del sólido, en su interior.

que la longitud del cuerpo es tan grande que los "polos" inducidos en sus extremos no afectan apreciablemente el campo interior a la mayor parte del cuerpo. Entonces:

1. El cuerpo adquiere un momento I por unidad de volumen.

2. El número total de líneas de fuerza magnética, por unidad de área colocada perpendicularmente al campo, será

$$B = \mu H_e \tag{11}$$

donde μ es la permeabilidad. Sin considerar si I es proporcional a H_e o no lo es, *definimos* la *susceptibilidad* como

$$k = I/H_e \tag{12}$$

y se demuestra fácilmente que $\mu = 1 + 4\pi k$, o $B = H_e + 4\pi I$. El problema principal en el estudio de materiales magnéticos ha sido explicar las susceptibilidades basándonos en nuestro conocimiento de los momentos magnéticos atómicos. La solución de este problema está bastante avanzada en este momento.

Es esencial reconocer que el campo magnético resultante en el centro de una molécula de nuestro espécimen *no es B*. A pesar de que B líneas de fuerza emergen de cada centímetro cuadrado en un extremo del cuerpo, observando la fig. 7-16. vemos que algunas partículas vecinas a la molécula M dan contribuciones positivas al campo resultante en M mientras que otras dan contribuciones negativas.

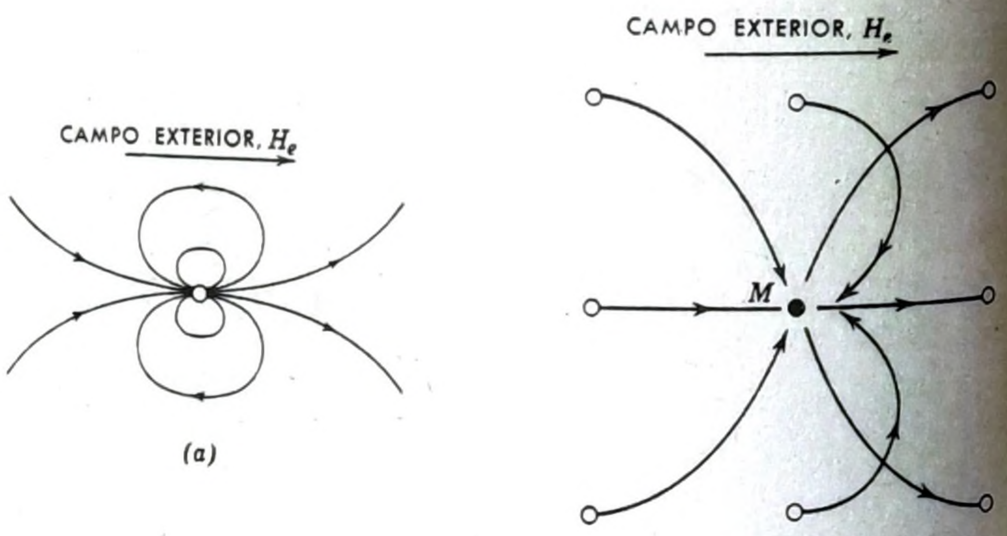


FIG. 7-16. *a*) Esquema del campo magnético debido a una sola molécula aislada. Es similar al de un imán en forma de barra muy corta. *b*) Contribuciones al campo magnético en un átomo M producidos por átomos vecinos en un reticulado cúbico simple. El campo resultante está dirigido de izquierda a derecha.

El campo en M puede, naturalmente, considerarse formado por dos partes: primero H_e, debido a la bobina exterior; segundo un campo resultante de las contribuciones hechas por todas las moléculas vecinas. El segundo de éstos *no* tiene el valor $4\pi I$. Su valor depende, en parte, de cómo están dispuestas las moléculas vecinas. Por ejemplo, para gases y cristales cúbicos simples, la contribución es un tercio de $4\pi I$. En consecuencia, en estos casos particulares, el campo total F_m en M es

$$F_M = H_e + (4\pi/3)I \tag{13}$$

Entonces, a partir de mediciones de H_e y B y de las dimensiones del objeto cilíndrico, obtenemos primero I, luego k y finalmente la ecuación 13 nos da el campo que actúa sobre un imán magnético individual. La teoría basada en el conocimiento de estos momentos puede explicar la mayoría de los hechos concernientes a materiales paramagnéticos y diamagnéticos, en términos del modelo vectorial del átomo. Pero cuando consideramos cuerpos fuertemente magnéticos, resultan esenciales las ideas mecánico-ondulatorias referentes a la interacción de los spins de los electrones.

Diamagnetismo. Cuando se aplica un campo a cualquier átomo aparece un efecto de inducción que produce un momento magnético relativamente pequeño orientado opuestamente al campo aplicado. En la fig. 7-17 mostramos electrones que

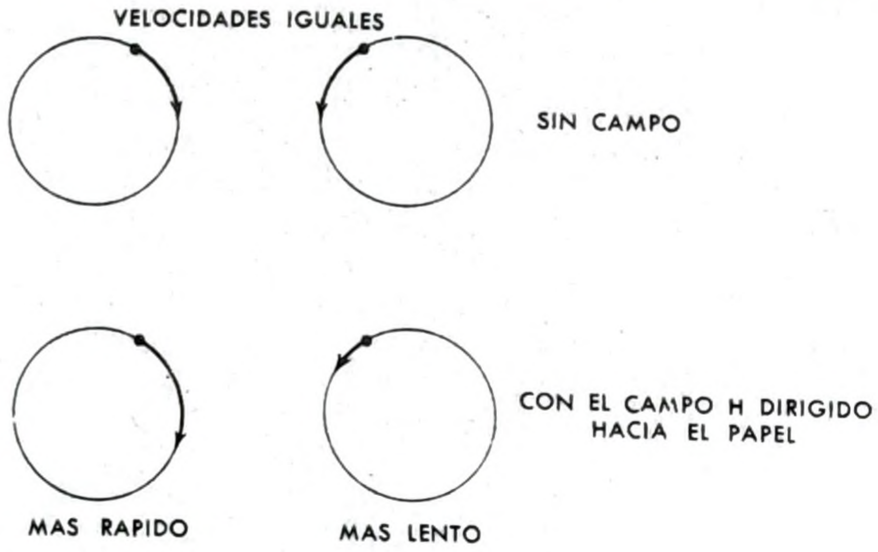


FIG. 7-17. Cómo son afectadas las velocidades de los electrones en órbitas circulares al aplicar un campo magnético.

cruzan las órbitas de Bohr en sentidos opuestos. Apliquemos un campo magnético cuyas líneas sean perpendiculares al plano del papel. Al aumentar este campo se induce una fuerza electromotriz contraria al sentido de las agujas del reloj, alrededor de cada órbita. Los electrones negativos sufren fuerzas cuyo sentido es el de las agujas del reloj. Los diámetros de las órbitas se mantienen. Supongamos que ambos electrones pertenecen a un átomo de helio. Después que el campo cesa de aumentar aparece una corriente resultante relativamente pequeña *en sentido contrario al de las agujas del reloj*. A una cierta distancia el campo, debido a esta corriente, es análogo al de un diminuto imán con su polo norte dirigido *hacia* el lector.

Entonces, aun una capa cerrada de un átomo está dotada de una susceptibilidad negativa debido a la acción del campo aunque el átomo no tenga momento magnético en ausencia del campo. La susceptibilidad magnética es muy pequeña comparada con la unidad. Los siguientes valores representan susceptibilidad de masa o momento magnético por unidad de masa (más que por unidad de volumen):

Helio	$-0{,}47 \times 10^{-6}$ unidades cgs
Bismuto	$-1{,}35 \times 10^{-6}$ unidades cgs

En realidad, (apéndice 9, ref. 4), el momento magnético por gramo está entre —0,11 y $-1{,}35 \times 10^{-6}$ para todos los elementos que tienen comportamiento diamagnético. Puede demostrarse que el momento diamagnético de un átomo en un campo H es

$$\mu_D = -H\frac{e^2}{4\pi mc^2}A \tag{14}$$

donde e está en unidades electrostáticas y A es la suma de las áreas proyectadas promedio de las órbitas del electrón, vistas por un observador que mirara a lo largo de H, como en la

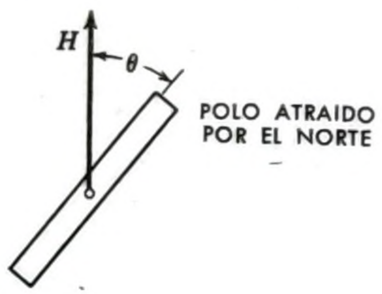


FIG. 7-18. Energía mutua entre un imán pequeño y el campo exterior en que está colocado.

fig. 7-17. El lector, conociendo las magnitudes de los radios atómicos, puede ahora comprobar el orden de magnitud de las susceptibilidades de masa dadas más arriba.

Paramagnetismo. Los átomos que poseen momento magnético permanente se orientan en un campo magnético. En términos del modelo orbital, el vector impulso angular J tiene un movimiento de precesión alrededor de las líneas de fuerza del campo magnético. Los átomos están cuantificados espacialmente (pág. 123). Un imán cuyo impulso μ forme un ángulo θ con el campo H (fig. 7-18) tiene una energía potencial magnética

$$V_{\text{mag}} = -\mu H \cos\theta \tag{15}$$

Esto significa que el imán puede entregar una cantidad de trabajo $\mu H \cos\theta$, si gira de una posición perpendicular al campo a la posición indicada. La figura 8-4 muestra las orientaciones del momento magnético de un átomo que posee cinco posiciones cuantificadas. El átomo experimenta choques térmicos que lo llevan de una orientación cuantificada a otra. Cuando se llega al equilibrio térmico, hay más átomos con sus polos norte apuntando hacia abajo que apuntando hacia arriba. Según la ley de Boltzmann, el número de los que tienen una energía magnética E es proporcional a $\exp(-E/kT)$ o $\exp(\mu H \cos\theta/kT)$. La cantidad entre paréntesis es pequeña comparada con la unidad para campos comunes en el laboratorio, y para T aproximadamente igual a la temperatura ambiente. En consecuencia, podemos escribir un desarrollo en serie para la exponencial y despreciar términos pequeños. En estas circunstancias, si trabajamos con un átomo-gramo o N átomos, el número de los que está en una orientación dada es proporcional a $N(1 + \mu H \cos\theta/kT)$ y el exceso del número de los que apuntan hacia abajo sobre aquellos que apuntan hacia arriba es necesariamente proporcional a $N\mu H/kT$. Entonces el momento magnético por mol debe ser del orden de μ veces esta expresión. Un cálculo bastante simple da el siguiente resultado:

$$\text{Susceptibilidad molar} = N\mu^2/3kT \tag{16}$$

Ésta es la ley de Curie-Langevin, que predice un aumento grande en la susceptibilidad de sustancias paramagnéticas cuando baja la temperatura. No es una ley exacta debido a las aproximaciones hechas en su deducción; existen expresiones más exactas que la ecuación 16 que son comprobadas por

la experiencia. La magnitud del efecto paramagnético es generalmente tan grande a temperaturas ordinarias que oculta la contribución diamagnética.

Ferromagnetismo. El ferromagnetismo es un efecto mecánico-ondulatorio. Weiss demostró que, para poder explicar los cuerpos ferromagnéticos, se debe suponer que el campo producido por todos los vecinos de una molécula magnética dada es *miles* de veces mayor que el valor $(4\pi/3)I$, que dimos en la ecuación 13. Este enorme campo es llamado campo de Weiss. Heisenberg probó que este campo puede explicarse basándose en una teoría mecánico-ondulatoria. La energía correspondiente a este campo se denomina generalmente energía de intercambio. Cuando se invierte el spin de un electrón, la energía de inversión calculada con la clásica ecuación 15 es muy pequeña comparada con otras variaciones energéticas que surgen de cambios asociados en la función de onda del sistema. No trataremos de ahondar en la explicación; referiremos al lector a la discusión de las fuerzas que mantienen unidas entre sí a las moléculas, en la pág. 262. La molécula de hidrógeno, por ejemplo, es mantenida por fuerzas de intercambio. El aspecto importante que debe ver el lector es que los átomos individuales de un material ferromagnético no tienen momentos excepcionalmente grandes. Las fuertes influencias orientadoras que se ponen en juego en el hierro y en otras sustancias fuertemente magnéticas son un fenómeno cooperativo. Sea d la distancia entre átomos magnéticos vecinos y r el radio de la capa de electrones incompleta que es responsable del momento magnético del átomo. Se demuestra que el ferromagnetismo aparece sólo cuando d/r está dentro de un cierto rango muy angosto de valores. Esta circunstancia explica la relativa escasez de elementos ferromagnéticos.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 4, 8, 46, 59, 71, 75, 87, 108.

PROBLEMAS

Datos útiles:
Potencial de ionización del hidrógeno atómico: 13,60 ev.
Longitud de onda de un fotón de 1 ev: 12.340 Å.

1. ¿Cuál es la energía en electron-voltios de un fotón de luz amarilla cuyo $\lambda = 5.890$ Å? ¿Cuál es el número de onda?

2. Usando los siguientes potenciales de ionización, calcular los correspondientes defectos cuánticos: *a*) Estado inferior del hidrógeno, 13,60 ev; *b*) $2^2S_{1/2}$ estado del Li,5,38 ev; *c*) estado $3^2S_{1/2}$ del Na, 5.12 ev.

3. Usando los defectos cuánticos iguales a 0,415 para todos los niveles S y 0,00 para todos los niveles P del Li, hacer un diagrama de niveles de energía como el de la fig. 7-4 para algunos de estos niveles con la ordenada de cm^{-1}.

4. Usando el diagrama del problema 3, determinar las energías $h\eta$ y longitudes de onda aproximadas para las líneas $2^2S - 2^2P$ y $2^2S - 3^2P$.

5. Usando el diagrama de la fig. 7-4, determinar la energía $h\nu$ y la longitud de onda de la serie nítida del Na.

6. Continuar el Cuadro 7-2, pág. 206, para órbitas F, si $l_1 = 0$ y $l_2 = 8$.

7. Escribir los símbolos espectrales completos de las líneas de la serie fundamental $3D - 4F$, etc. del sodio. Hacer un diagrama de energía para las transiciones de un par de niveles F a un par de niveles D. Indicar qué líneas están prohibidas y explicar por qué.

8. Calcular el potencial de excitación para la línea del mercurio $1^1S_0 - 2^1P_1$ a 1.849 A. Comparar su resultado con el valor experimental 6,73 ev.

9. Se han hallado dos potenciales de resonancia, 1,89 voltios y 2,92 voltios, y un potencial de ionización, 6,08 voltios, para el calcio. Hallar las longitudes de onda aproximadas de las correspondientes líneas, y el número de onda aproximado del estado 1^1S_0.

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. 2,1 ev; 16.900 cm^{-1}.
2. *b*) 0,42; *c*) 1,37.
4. Para $2^2S\text{-}2 - 2^2P$, 1,84 ev; 6.710 A. Para $2^2S - 3^2P$, 3,76 ev; 3.290 A.
5. 1 09 ev; 11.400 Å.
6. $^3F_2$, $^3F_4$ surgen de los vectores $L = 3$, $S = 1$; y $^1F_3$ de $L = 3$, $S = 0$.
7. $3^2D_{3/2} - n^2F_{5/2}$; $3^2D_{5/2} - n^2F_{5/2}$; $3^2D_{5/2} - n^2F_{7/2}$, con $n = 4,5$ etc. Las líneas $3^2D_{3/2} - n^2F_{7/2}$ están prohibidas por el principio de selección para j.
8. 6,67 ev.
9. 6.540 A; 4.230 A; 49.300 cm^{-1}.

CAPÍTULO VIII

EL SISTEMA PERIÓDICO

La clasificación de un gran número de sustancias conocidas en la naturaleza, en función dè unas pocas sustancias fundamentales llamadas elementos, constituyó un triunfo para los primeros científicos. Un químico del siglo XIX tenía una idea bien definida de la palabra "elemento" indicando con ella algo menos que las 100 sustancias primarias que conocemos hoy.

En este capítulo expondremos las razones en las que se basa la conocida analogía de comportamiento físico y químico que condujo a la tabla periódica de los elementos. Veremos que el comportamiento cuantificado de los electrones planetarios descrito en los capítulos IV, V y VII nos lleva naturalmente a una comprensión casi completa tanto de las analogías como de las diferencias de comportamiento. Por supuesto, no podremos más que ejemplificar este amplio campo de estudio que, en un sentido extendido, abarca toda la química sistemática. Por ahora no nos interesará la estructura del núcleo. Solo debemos conocer el número atómico, que es el que domina la situación. En la pág. 51 se discuten brevemente las propiedades periódicas de los núcleos.

1. Clasificación de los elementos

En 1850 fueron descubiertas las primeras regularidades en los pesos atómicos de los elementos. Se encontraron muchas ternas de elementos en los cuales las diferencias entre pesos atómicos eran aproximadamente constantes. Algunos ejemplos son:

Litio 7	Azufre 32
Sodio 23	Selenio 79
Potasio 39	Teluro 127

Sin embargo solo en 1869 se estableció la tabla periódica aproximadamente en la forma conocida en el presente. En esa

época tanto Mendeléiev como Lothar Meyer publicaron tablas casi idénticas. En la actualidad es una tarea simple disponer los elementos en orden creciente de pesos atómicos y notar las periodicidades que aparecen. Es fácil olvidar que, en la época de estas primeras tablas, los pesos atómicos no habían sido determinados con la precisión con que se conocen ahora. Además, aunque los pesos de combinación pudieran determinarse exactamente, no había a menudo ningún modo de conocer el número de átomos de un elemento asociado con un átomo de otro elemento. Por ejemplo, en los compuestos del berilio con algún otro elemento, digamos cloro, no se sabía si la fórmula del compuesto era $BeCl_2$ ó $BeCl_3$. En este caso se sabía que 35,5 g de cloro se combinaban con 4,51 g de berilio pero, antes de que se descubriera la tabla periódica, no había manera de saber si el peso atómico del berilio era 9,02 ($=2 \times 4{,}51$) ó 13,53 ($= 3 \times 4{,}51$). Había también varios huecos en la tabla periódica y no había medios para decidir si existía tal hueco, excepto mediante la periodicidad de las propiedades de los elementos. El gran descubrimiento de Mendeléiev se basó en el hecho de notar que la valencia de los elementos era la propiedad periódica más ligada con su ordenamiento. Usando la valencia y otras propiedades como guía Mendeléiev pudo reunir todas las piezas del rompecabezas, determinar el peso atómico correcto conociendo únicamente el peso de combinación, elegir la columna correcta para un elemento cuyo peso atómico estaba incorrectamente determinado y aún dejar lugares libres para elementos a ser descubiertos. La tabla periódica puede verse en el apéndice 5.

En la primera columna figuran los elementos alcalinos litio, sodio, potasio, rubidio y cesio, que tienen propiedades químicas análogas. Todos estos metales tienen valencia unitaria, pág. 261, bajo punto de fusión y punto de ebullición bastante alto. Tienen la propiedad de combinarse muy fácilmente con el agua liberando hidrógeno y formando hidróxidos tales como el NaOH y KOH. En la segunda columna de la tabla periódica los elementos tienen una valencia principal igual a 2. En la tercera, la valencia es +3 ó —5, según si el elemento actúa como metal o como no-metal. En la cuarta, la valencia es +4; en la quinta —3 ó +5; en la sexta —2 y en la séptima —1. A la derecha de la última columna la valencia es 0; es decir, los elementos son muy inactivos. Estos elementos son helio, neón, argón, criptón, xenón y radón, llamados gases "nobles" para indicar que no se asocian con otros elementos. Debajo de la tercera fila se nota que el número de elementos en un período aumenta. Por ello se dividen las columnas y ambas mitades se designan *a* y *b*. De este modo en el grupo I, debajo

de la tercer fila, elementos alternados tienen las mismas propiedades químicas generales. El potasio, rubidio y cesio forman el subgrupo *a* y poseen valencia 1; el cobre, plata y oro constituyen el subgrupo *b* y tienen valencias 1 y 2. (Ver el cuadro 8-1 para las diferencias entre las estructuras electrónicas exteriores del K y Cu, por ejemplo.)

La periodicidad de la valencia de los elementos puede verse en la fig. 8-2, donde se representa la valencia n del elemento R en el óxido R_2O_n en función del número atómico. Las figuras 8-1 y 8-3 ilustran otras periodicidades bien notables.

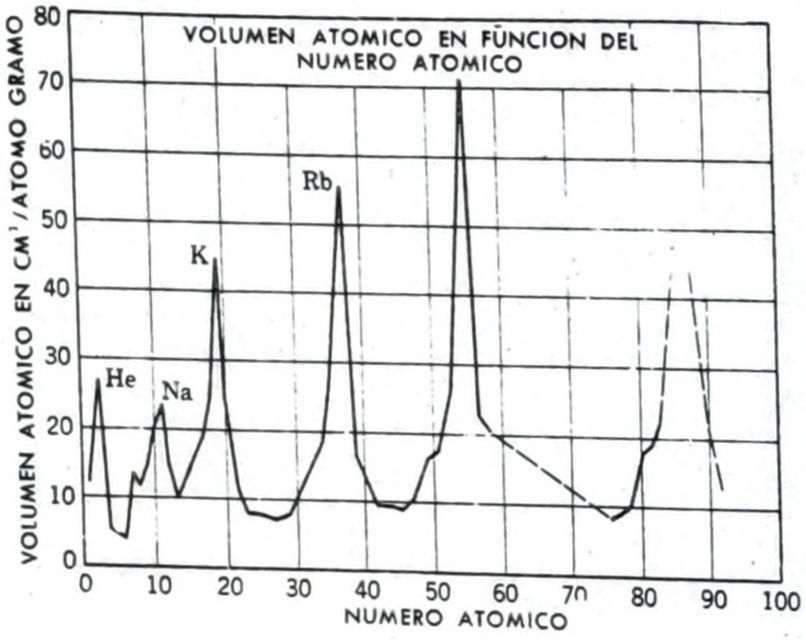


FIG. 8-1. Periodicidad de volúmenes atómicos (en estado sólido) representados en función del número atómico.

A pesar de estas notables evidencias de orden entre los elementos se producen ciertas irregularidades cuando los elementos se colocan en filas y columnas según sus propiedades químicas. Aunque en la mayoría de los casos el peso atómico aumenta de izquierda a derecha, para algunos pares tales como argón y potasio, cobalto y níquel, teluro y iodo, el orden se invierte. Sin embargo, los estudios de rayos X efectuados

por Moseley (pág. 155) demostraron que el número atómico es una magnitud más fundamental para la determinación del orden que el peso atómico.

Los números de electrones que rodean los núcleos de los gases nobles forman una asombrosa progresión que se tabula a continuación.

He	Ne	A	Kr	Xe	Rn
2	10	18	36	54	86
$2(1^2)$	$2(1^2+2^2)$	$2(1^2+2^2+2^2)$	$2(1^2+2^2+2^2+3^2)$	$2(1^2+2^2+2^2+3^2+3^2)$	$2(1^2+2^2+2^2+3^2+3^2+4^2)$

La propiedad más notable de estos átomos es su falta de afinidad con los átomos de su propia especie o con otros átomos. Evidentemente, siempre que el número atómico se pueda escribir en una de las formas dadas en este cuadro, el elemento será generalmente inestable. Estos seis elementos son los únicos que manifiestan tal horror por la combinación química.

Esta situación confirma los resultados sobre espectros de rayos X presentados en el capítulo V. Consideramos que los electrones extranucleares están dispuestos en "capas", cada una de las cuales contiene $2n^2$ electrones tomando n los valores sucesivos 1, 2, 2, 3, 3 y 4. Las razones que explican los números particulares hallados más arriba serán aclaradas en lo que sigue.

2. Asignación de números cuánticos

Como se vio en los capítulos IV y VII, el estado de los electrones extranucleares en las órbitas de Bohr puede especificarse en función de los números cuánticos. Para un electrón aislado, una órbita particular corresponde a cada conjunto de tales números. Sin embargo, desde el punto de vista de la mecánica ondulatoria, no debemos pensar más en órbitas definidas. En cambio tenemos que concebir distintas distribuciones de probabilidad. A cada conjunto de números cuánticos le corresponde una función de distribución particular que especifica la probabilidad de hallar al electrón en cualquier punto dado del espacio.

Usando datos espectrales, propiedades químicas y el principio de Pauli (pág. 236), es posible asignar a cada electrón una serie de cuatro números cuánticos. Al describir los espectros de elementos con 1 ó 2 electrones de valencia hemos usado tres de ellos: 1) el número cuántico principal indicado por n; 2) el número cuántico orbital l; y 3) el número cuán-

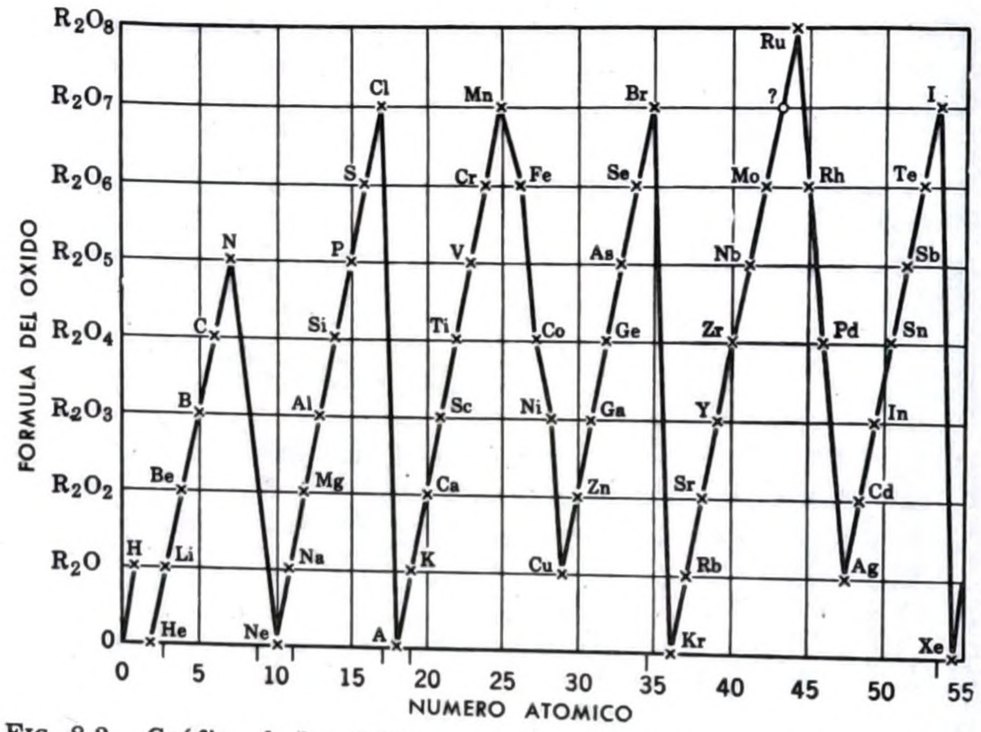


FIG. 8-2. Gráfico de los óxidos de la forma R_2O_n hasta el número atómico 55. El subíndice n es igual al número de la columna en la tabla periódica.

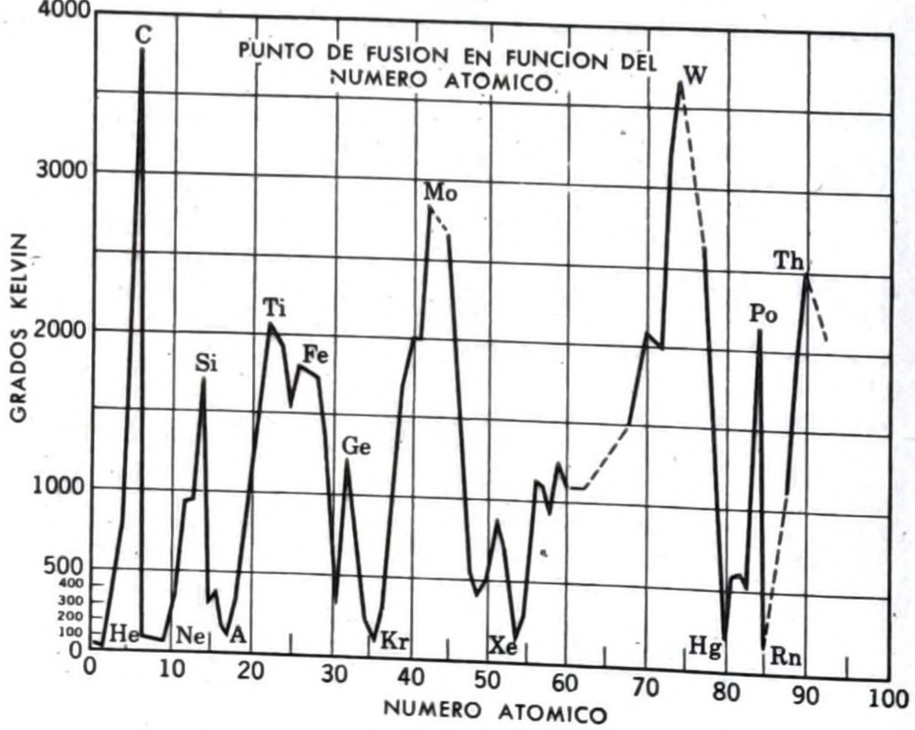


FIG. 8-3. Puntos de fusión de los elementos en función de los números atómicos.

tico de spin s. Siguiendo la notación del capítulo VII usaremos letras minúsculas para indicar los números cuánticos de los electrones individuales.

En la presente exposición es necesario asignar números cuánticos a los electrones de las órbitas interiores así como a los electrones de valencia. Correspondientemente al impulso angular orbital determinado por l existe un momento magnético orbital para cada electrón. Como los electrones están muy juntos en las capas interiores, su interacción es apreciable. Sin embargo es bastante difícil, y no muy conveniente para nuestros propósitos, considerar esta interacción. Si colocamos al átomo en un campo magnético suficientemente intenso, el campo controla la situación hasta tal punto que podemos despreciar la interacción de los electrones. Entonces se considera que cada electrón sufre solo las fuerzas nucleares y el campo exterior aplicado. Hemos visto en el tratamiento del efecto Zeeman (pág. 124) que el impulso magnético asociado con el movimiento orbital del electrón puede tomar únicamente ciertas direcciones discretas con respecto al campo magnético aplicado. Análogamente en este caso, el momento magnético de cada electrón puede tomar solo un número limitado de posiciones. Estas posiciones pueden determinarse hallando aquellas proyecciones de l -sobre una recta paralela a la dirección del campo- que tienen valores enteros. Así, si l es 2, la proyección de l puede tener cualquiera de los cinco valores, 2, 1, 0, —1, —2, como se ve en la fig. 8-4. El valor de esta proyección se conoce con el nombre de "número cuántico magnético orbital" o más simplemente, "número cuántico magnético", y se indica por m_l.

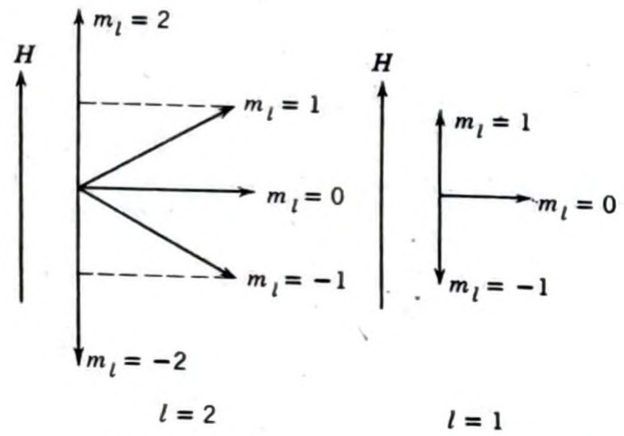


FIG. 8-4. Cuantificación del momento magnético orbital.

Del mismo modo, el spin del electrón, cuyo valor empírico era $\sqrt{3}/4\,h/2\pi$ puede proyectarse sobre la dirección de un campo

magnético exterior de $(\frac{1}{2})h/2\pi$ y $(-\frac{1}{2})h/2\pi$. Los coeficientes y $-\frac{1}{2}$ son llamados "número cuántico magnético del spin" o, simplemente, "número cuántico del spin", y se indica por m_s. En consecuencia, la distribución de probabilidad de cualquier electrón particular en un átomo está determinada cuando se le asignan los cuatro números cuánticos n, l, m_l, m_s.

3. Aplicación del principio de exclusión de Pauli a la tabla periódica

Consideraremos ahora cómo puede aplicarse el principio de Pauli (pág. 236) a la determinación de la distribución de electrones en un átomo típico. Estamos interesados en la distribución electrónica del estado normal en el cual los electrones están en los mínimos estados de energía posibles. Para el átomo de hidrógeno, los números cuánticos para el estado inferior de energía son $n=1$, $l=0$, $m_l=0$, $m_s=-\frac{1}{2}$, y el principio de exclusión de Pauli no tiene sentido porque hay un solo electrón. Sin embargo, para el helio hay aún otro electrón, y podemos tener $n=1$, $l=0$, $m_l=0$ siempre que $m_S=+\frac{1}{2}$, lo que significa un spin en la dirección opuesta. El número cuántico de spin se varía en primer lugar porque tiene sobre la energía del sistema atómico un efecto menor que la variación en cualquier otro número cuántico. Si queremos hallar los números cuánticos para el átomo de litio tenemos que considerar un tercer electrón. La mecánica ondulatoria demuestra que el máximo valor que puede tomar l es $n-1$, y el valor absoluto de m_l no puede ser mayor que l, de manera que no hay otros estados con $n=1$ para los cuales los cuatro números cuánticos sean distintos. Haciendo uso de la nomenclatura utilizada en espectros de rayos X, decimos que la primera capa de electrones o capa K, para la cual $n=1$, está completa cuando hay 2 electrones en ella. Si la energía del tercer electrón del litio debe ser tan baja como sea posible, tiene que tener $n=2$, $l=0$, $m_l=0$ y $m_s=-\frac{1}{2}$. Prosiguiendo este proceso de construcción hallamos para la segunda capa o capa L $(n=2)$ las siguientes posibilidades:

n	l	m_l	m_s
2	0	0	−1/2
2	0	0	+1/2
2	1	−1	−1/2
2	1	−1	+1/2
2	1	0	−1/2
2	1	0	+1/2
2	1	1	−1/2
2	1	1	+1/2

Vemos así que la segunda capa está completa cuando se le añaden 8 electrones.

Este esquema es útil para ver qué sucede en presencia de un intenso campo magnético pero a veces nos interesa más saber cómo se comportan los impulsos angulares de spin y orbital en ausencia de un campo exterior. Este comportamiento depende de la estructura atómica microscópica. En consecuencia no fue posible predecir los menores términos espectrales de *todos* los elementos, aunque se llegó a conclusiones satisfactorias para la mayoría de los elementos livianos. Por ejemplo, los términos inferiores de los elementos boro a neón son como sigue:

Elemento	Resultante L	Resultante S	Término inferior
B	1	1/2	$^2P_{1/2}$
C	1	0	$^3P_0$
N	0	3/2	$^4S_{3/2}$
O	1	2	$^3P_2$
F	1	3/2	$^2P_{3/2}$
Ne	0	0	$^1S_0$

Agregando otro electrón (formando así el próximo elemento, sodio) tenemos que elegir un nuevo valor del número cuántico principal. La aplicación de consideraciones similares a los átomos más complicados da la distribución de electrones que se muestra en parte en el cuadro 8-1. Este cuadro indica los números de electrones en los grupos más grandes o "capas" (determinadas por n) y en los subgrupos (determinados por l).

Se nota que los electrones para los cuales $n=4$ y $l=0$ se agregan antes que aquéllos para los cuales $n=3$ y $l=2$. Esto es debido a que la energía del estado 4,0 es ligeramente menor que la del estado 3,2 en los elementos K y Ca, aunque esto no vale para números atómicos más altos.

Usando razonamientos similares en el resto de la tabla periódica, obtenemos la distribución de los números cuánticos de los electrones extranucleares para la mayoría de los elementos. En los restantes lugares de la tabla, se requieren otros datos, obtenidos a partir de la espectroscopía o la química, para determinar unívocamente la distribución.

CUADRO 8-1. DISTRIBUCIÓN DE ELECTRONES

		n, l	1,0	2,0	2,1	3,0	3,1	3,2	4,0	4,1	4,2	4,3
		Símbolo de rayos X	*K*	*L*		*M*				*N*		
		Símbolo del electrón	1*s*	2*s*	2*p*	3*s*	3*p*	3*d*	4*s*	4*p*	4*d*	4*f*
Elemento		*Término inferior*										
H	1	$^2S_{1/2}$	1									
He	2	$^1S_0$	2									
Li	3	$^2S_{1/2}$	*Núcleo*	1	0							
Be	4	$^1S_0$	*análogo*	2	0							
B	5	$^2P_{1/2}$	*al del*	2	1							
C	6	$^3P_0$	*helio*	2	2							
N	7	$^4S_{3/2}$		2	3							
O	8	$^3P_2$		2	4							
F	9	$^2P_{3/2}$		2	5							
Ne	10	$^1S_0$	2	2	6							
Na	11	$^2S_{1/2}$	2	2	6	1	0					
Mg	12	$^1S_0$	*Núcleo análogo*			2	0					
Al	13	$^2P_{1/2}$	*al del neón*			2	1					
Si	14	$^3P_0$				2	2					
P	15	$^4S_{3/2}$				2	3					
S	16	$^3P_2$				2	4					
Cl	17	$^2P_{3/2}$				2	5					
A	18	$^1S_0$	2	2	6	2	6					
K	19	$^2S_{1/2}$	2	2	6	2	6	0	1			
Ca	20	$^1S_0$	*Núcleo análogo al del argón*					0	2			
Sc	21	$^2D_{3/2}$						1	2			
Ti	22	$^3F_2$						2	2			
V	23	$^4F_{3/2}$						3	2			
Cr	24	$^7S_3$						5	1			
Mn	25	$^6S_{5/2}$						5	2			
Fe	26	$^5D_4$						6	2			
Co	27	$^4F_{9/2}$						7	2			
Ni	28	$^3F_4$	2	2	6	2	6	8	2			
Cu	29	$^2S_{1/2}$	2	2	6	2	6	10	1	0		
Zn	30	$^1S_0$	*Núcleo análogo al del cobre*						2	0		
Ga	31	$^2P_{1/2}$							2	1		
Ge	32	$^3P_0$							2	2		
As	33	$^4S_{3/2}$							2	3		
Se	34	$^3P_2$							2	4		
Br	35	$^2P_{3/2}$							2	5		
Kr	36	$^1S_0$							2	6		

4. Propiedades químicas de los elementos

Las propiedades químicas de los átomos están determinadas fundamentalmente por los electrones exteriores ya que ellos son los primeros que interactúan cuando dos átomos se acercan entre sí. El hecho de que las propiedades químicas de los elementos sean funciones periódicas del número de electrones, surge entonces como consecuencia directa de la distribución de electrones dada por el principio de exclusión de Pauli. Notamos en el cuadro 8-1 que las capas exteriores del litio, sodio y potasio son idénticas, explicando así las propiedades análogas de los elementos que figuran en la primer colúmna de la tabla periódica. También vemos que los gases inertes tales como helio, neón y argón aparecen siempre en puntos del sistema periódico donde se completa una capa de 2 u 8 electrones, y deben, por ello, poseer propiedades químicas muy similares.

La presencia de únicamente H y He en la primera fila se debe a que sólo 2 electrones pueden estar presentes al mismo tiempo en la capa inferior o capa *K*. La circunstancia que la capa *L* necesite ocho electrones antes de completarse justifica que haya ocho columnas en la tabla periódica. La capa *M* requiere 18 electrones para completarse. También podemos ver cómo se explica el período de 18 elementos que comienza con el potasio y termina con el criptón. Para números atómicos más altos, se aplican principios similares.

★ 5. Valencia y formación de moléculas

Fuerzas de valencia. El hecho de que algunos átomos se combinen para formar moléculas estables mientras otros no se combinan de ningún modo indica que deben existir fuerzas bastante fuertes entre los átomos cuando éstos se acercan mucho entre sí. Si la energía potencial de un sistema que contiene dos átomos aumenta constantemente al acercarlos hay, por supuesto, una fuerza repulsiva entre los átomos. Si la energía potencial primero disminuye cuando se acercan dos átomos y luego aumenta, como se ve en la fig. 9-8 de la pág. 278, la fuerza será primero de atracción, luego valdrá cero en la posición de equilibrio y por último será de repulsión a distancias menores que la distancia de equilibrio. La profundidad del mínimo de energía potencial cuando dos átomos se acercan desde una posición de separación infinita a la separación de equilibrio, varía mucho para todos los posibles

pares de átomos. Por un lado tenemos estructuras tan poco ligadas como el Hg_2 y por otro, óxidos altamente estables, fluoruros, sulfuros y cloruros, juntamente con moléculas como el H_2 o N_2. Distinguimos varias categorías de fuerzas interatómicas, siendo las principales las que se mencionan a continuación:

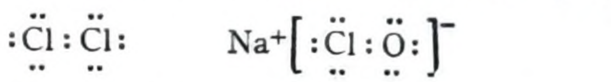
Atracción electrostática entre iones.

Fuerzas de intercambio de origen mecánico-cuántico, que no tienen su correspondiente en la mecánica clásica.

Fuerzas debidas a momentos dipolares (ver pág. 289).

Fuerza de van der Waals.

Tanto la teoría como la experiencia indican la existencia de toda clase de grados intermedios, y en ello reside la dificultad del tema. Durante mucho tiempo, el pensamiento de los químicos estaba dominado por una teoría puramente eléctrica de la valencia. Era evidente que las fuerzas electrostáticas debían desempeñar un papel fundamental en la conservación de compuestos tales como el NaCl, constituido por un átomo que libera fácilmente un electrón y otro que tiene afinidad para un electrón extra. Esta opinión se vio en dificultades al tratar de explicar moléculas formadas por dos átomos de la misma clase, moléculas homopolares como el H_2, sin decir nada de la amplia clase de compuestos orgánicos. Alrededor de 1918 Lewis y Langmuir, independientemente, enunciaron la idea de que en los compuestos homopolares las fuerzas debían estar asociadas con la formación de un par de electrones compartidos, o varios de tales pares. Tales uniones son llamadas en la actualidad uniones covalentes. Hoy se usan diagramas que indican los electrones como puntos, con electrones compartidos por los dos átomos pues ayudan a visualizar relaciones que de otra manera podrían parecer bastante extrañas. Las siguientes "estructuras" son dos ejemplos:



vemos en el esquema del hipoclorito de sodio que los electrones compartidos ayudan tanto al átomo de cloro como al de oxígeno en la formación de una capa de gas raro compuesta por ocho electrones. Esto se efectúa despojando el átomo de sodio de un electrón. El lector puede construir diagramas similares para la serie de iones con una sola carga negativa ClO_2 a ClO_4 que le ayudarán a comprender mejor este proceso. Las fuerzas que dependen de la cooperación de dos electrones no son de ningún modo las únicas que intervienen

pero tienen una función muy importante en el estudio de uniones moleculares.

La teoría de fuerzas de intercambio de Heitler y London. Estas ideas se consolidaron satisfactoriamente en 1930 cuando Heitler y London consideraron la formación de moléculas basándose en la mecánica ondulatoria. Estos investigadores hallaron que si se acercan dos átomos de hidrógeno neutro es posible una atracción o una repulsión debida a la interacción de los campos eléctricos de los núcleos y electrones. Sin embargo, si los átomos están en su estado fundamental se forma una molécula estable únicamente cuando los spins de los electrones están en direcciones opuestas o, en otras palabras, cuando sus números cuánticos de spin tienen signos opuestos. Si los spins de los vectores son paralelos se produce una fuerte repulsión. No debe suponerse que este efecto es como el de atracción o repulsión de dos grandes imanes. La energía potencial magnética de los dos spins de los electrones es relativamente pequeña, pero el *cambio* en las direcciones de spin lleva en sí un gran cambio en la naturaleza de la función de onda de la molécula. Por ello la energía puede ser, y es, mucho menor que la de los dos átomos separados cuando sus spins son opuestos; lo contrario vale cuando los spins son paralelos. Este hecho no tiene análogo en la mecánica clásica. En consecuencia, la energía de ligadura de dos átomos de hidrógeno debe considerarse como un fenómeno mecánico-ondulatorio.

Además de proporcionar métodos para calcular la interacción de dos átomos de hidrógeno la mecánica ondulatoria hace posible una mejor comprensión de las fuerzas de valencia que existen entre otros átomos. El análisis de London demuestra que, en general, dos átomos se atraen entre sí, si los spins electrónicos de un átomo están en dirección opuesta a los del otro átomo. En otras palabras, se forma una molécula estable cuando los vectores spin están apareados. Si el spin de un electrón de un átomo se aparea con un spin del otro átomo, decimos que la valencia es uno. Si los spins de dos electrones se aparean, la valencia es 2. Así, la máxima valencia de un átomo es el número de spins electrónicos que no se aparean en el mismo átomo y están, en consecuencia, disponibles para aparearse con otro átomo.

En el caso de átomos normales de helio, los dos vectores spin están apareados entre sí de manera que no hay spins disponibles y la valencia es cero. Aplicando el mismo tipo de análisis que se usó para los átomos de hidrógeno, Heitler y

London hallaron teóricamente que no existe la posibilidad de que dos átomos de helio se combinen cuando están en sus estados cuánticos más bajos. Además es posible calcular la fuerza repulsiva real entre los dos tomos cuando están próximos. Cuando están bastante alejados existe una pequeña atracción y se pueden calcular valores teóricos de las constantes de van der Waals (pág. 17) acordes con la experiencia.

Como la estructura electrónica exterior se repite a medida que se avanza en los períodos de los elementos, es suficiente ilustrar la aplicación de la hipótesis de la valencia del spin mediante algunos ejemplos de la primera fila de la tabla periódica. El litio tiene un electrón que está fuera de la capa interior completa semejante a la del helio y, en consecuencia, de acuerdo con la experiencia decimos que el litio puede tener solo una valencia unitaria. En el berilio hay dos electrones fuera de la capa interior de helio. Los vectores spin de estos dos electrones en la subcapa para la cual $l = 0$ serán opuestos, de manera que el berilio no se combina con otros elementos cuando está frío. Sin embargo al calentarlo se convierte en BeO. En el lenguaje de vectores spin el calentamiento excita uno de los electrones a la subcapa para la que $l = 1$. La restricción que impone el principio de Pauli de que los spins deben ser opuestos se elimina en consecuencia, y los dos vectores spin pueden ser paralelos, lo que confiere al berilio una valencia 2. Otros compuestos como el BeF_2 y $BeCl_2$ también indican que la valencia dominante del berilio es 2.

En la sexta columna del cuadro encontramos el oxígeno con cuatro electrones en la subcapa $l = 1$ de la capa L. En esta subcapa, como vemos en el cuadro de la pág. 258, es posible tener únicamente tres electrones $m_s = -\frac{1}{2}$; es decir, con $m_l = 1, 0$ y -1. Como tenemos cuatro electrones con $l = 1$ es necesario, en virtud del principio de Pauli, tener un spin en la dirección opuesta equilibrando uno de los spins para el que $m_s = -\frac{1}{2}$. Por ello hay dos vectores spins libres y la valencia del oxígeno es 2, como en H_2O y Li_2O. Se podría esperar que todos los spins del oxígeno se aparearan dando una valencia nula. Cálculos más completos que los que pueden exponerse aquí demuestran que tal configuración tiene energía mayor que cuando tres de los spins son paralelos. El hecho de que los niveles tripletes del espectro de oxígeno son más bajos que los niveles singuletes, confirma esta afirmación.

En la próxima columna de la tabla periódica, encabezada por el fluor, tenemos cinco electrones en la subcapa $l = 1$. En este caso es necesario, según el principio de Pauli, tener cuatro de los electrones apareados dejando uno libre para

combinarse en la formación de una molécula. Decimos, en consecuencia, que la única posible valencia del fluor es uno, de manera que tenemos compuestos como HF, LiF y BeF_2.

Aunque la relación entre los vectores spin disponibles con las posibles valencias de un átomo da una explicación satisfactoria en la mayoría de los casos, hay muchos otros en los que no resulta completamente satisfactoria. Por ejemplo, el boro tiene generalmente una valencia igual a 3 mientras el método de London indicaría una valencia más probable igual a uno.

La teoría de London en su forma original se aplica solo cuando la molécula se forma acercando dos átomos neutros. Cuando se acercan dos iones la fuerza electrostática entre ellos es en general suficiente para mantenerlos juntos aunque los spins no estén apareados y la teoría exige modificaciones relativamente pequeñas. Con esta explicación de las fuerzas de unión de los átomos neutros y el principio de una teoría de la valencia, la mecánica ondulatoria se introdujo en la química. En la actualidad ha hecho tantas contribuciones útiles que la física y la química se están fusionando gradualmente.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 46, 47, 81, 100.

PROBLEMAS

1. Usando la tabla periódica, predecir algunas de las propiedades de los elementos 43 y 85.
2. Construir un cuadro que muestre los posibles valores de los números cuánticos n, l, m_l y m_s en los electrones de la capa M.
3. Haciendo uso del principio de exclusión de Pauli, determinar la distribución probable de electrones para el criptón y el rubidio.
4. Las valencias comunes del azufre son 0, 2, 4 y 6. Determinar las distribuciones probables de electrones que producirían estas valencias.
5. Usando únicamente la tabla periódica y un libro de química general, tratar de obtener las estructuras electrónicas de los elementos del quinto período, Rb a Xe.
6. De manera análoga, tratar de explicar la estrecha similitud de las tierras raras, elementos 57 a 71.
7. Discutir las moléculas ClO_2 y Cl_2O desde el punto de vista de la sección 5.
8. Escribir las fórmulas de estructura electrónica para el etano C_2H_6; etileno C_2H_4 y acetileno C_2H_2.

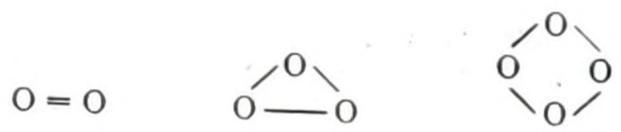
Los problemas no poseen respuestas que puedan ser resumidas brevemente.

CAPÍTULO IX

ESTRUCTURA MOLECULAR Y TEMAS RELACIONADOS

1. El número de átomos en una molécula

Los spins de los electrones exteriores de un átomo y su importancia en la determinación de sus valencias fueron discutidos en el capítulo VIII. La valencia, sin embargo, no nos dice definitivamente si una molécula de oxígeno, por ejemplo, está formada por 2, 3 ó 4 átomos. Las valencias se satisfacen en cualquier caso. Esto se puede comprobar examinando las siguientes fórmulas estructurales para el oxígeno ordinario, ozono y la forma rara O_4.



El químico generalmente determina el número de átomos en una molécula gaseosa haciendo mediciones sobre el gas. En virtud de la hipótesis de Avogadro se sabe que iguales volúmenes de gases perfectos diferentes, en las mismas condiciones de temperatura y presión, contienen el mismo número de moléculas. En resumen, sabemos que 22,4 litros de tal gas a 0°C y 76 cm de Hg contienen $6{,}02 \times 10^{23}$ moléculas. Entonces es solo necesario dividir la masa del gas por el número de moléculas en el volumen usado para obtener la masa de una molécula individual y si se conoce la masa de un átomo, el número de átomos en una molécula.

Además del número de átomos en una molécula muchas otras propiedades de las moléculas pueden deducirse estudiando el gas como un todo. Por ejemplo, las mediciones de los calores específicos de un gas son importantes puesto que nos permiten determinar independientemente el número de átomos en una molécula como también algunas de sus dimensiones físicas.

2. Calores específicos de gases

Teoría clásica. La teoría cinética del calor específico de un gas ya ha sido tratada (pág. 12). Sin embargo conviene volver al tema para acentuar las diferencias entre la antigua teoría clásica y la nueva teoría cuántica. Según la teoría clásica hay equipartición de energía entre los distintos grados de libertad de las moléculas. Resulta en consecuencia que la energía por grado de libertad por mol es $\frac{1}{2}RT$, donde R es la constante universal de los gases y T la temperatura en escala Kelvin.

Para obtener la energía total de un mol de gas tenemos que considerar en detalle el número de grados de libertad que posee una molécula. Como prácticamente toda la masa de un átomo está en su pequeño núcleo, consideraremos por el momento una molécula biatómica formada por dos partes muy pequeñas pero relativamente pesadas, separadas por una distancia corta. Si los átomos componentes se consideran rígidamente unidos en la molécula, se necesita cinco magnitudes para especificar completamente la posición de la molécula. Refiriéndose a la fig. 9-1, éstas pueden ser las coordenadas

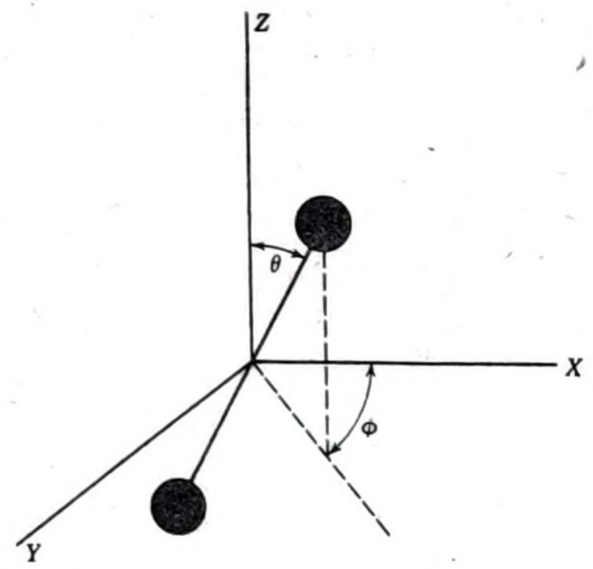


FIG. 9-1. Modelo de una molécula biatómica que muestra las cinco coordenadas necesarias para especificar completamente su posición.

X, Y y Z del centro de gravedad y los ángulos θ y ϕ que determinan la orientación del eje nuclear en el espacio. Si en cambio de estar rígidamente unidos los átomos estuvieran en equilibrio elástico, sería menester otra coordenada que determinara su separación. Esta coordenada corresponde a una

vibración a lo largo del eje nuclear, que resulta entonces otro grado de libertad. La energía cinética por mol asociada con este movimiento es $\frac{1}{2}RT$. Pero en promedio existe una cantidad igual de energía potencial, de manera que la energía total añadida es la misma que si hubiera dos grados adicionales de libertad. A temperatura ambiente los grados de libertad de vibración para el hidrógeno, por ejemplo, no intervienen y su energía por mol es $^5/_2RT$. Si se excitaran los grados de libertad de vibración, la energía por mol sería $^7/_2RT$.

Teoría cuántica. En 1912 Nernst descubrió que el calor molar del hidrógeno varía ampliamente con la temperatura, en contradicción directa con la predición de la teoría clásica. La figura 9-2 representa la dependencia con respecto a la temperatura del calor específico molar del hidrógeno a volumen constante. A bajas temperaturas el gas tiene el calor específico previsible para un gas monoatómico. ¿Cómo es que se suprime efectivamente la rotación a más o menos 100°K y cómo podemos explicar la forma exacta de la curva al pasar de $^3/_2R$ a $^5/_2R$? La explicación de esta discrepancia es otro de los éxitos, primero, de la teoría cuántica primitiva y después en gran parte, de la mecánica ondulatoria.

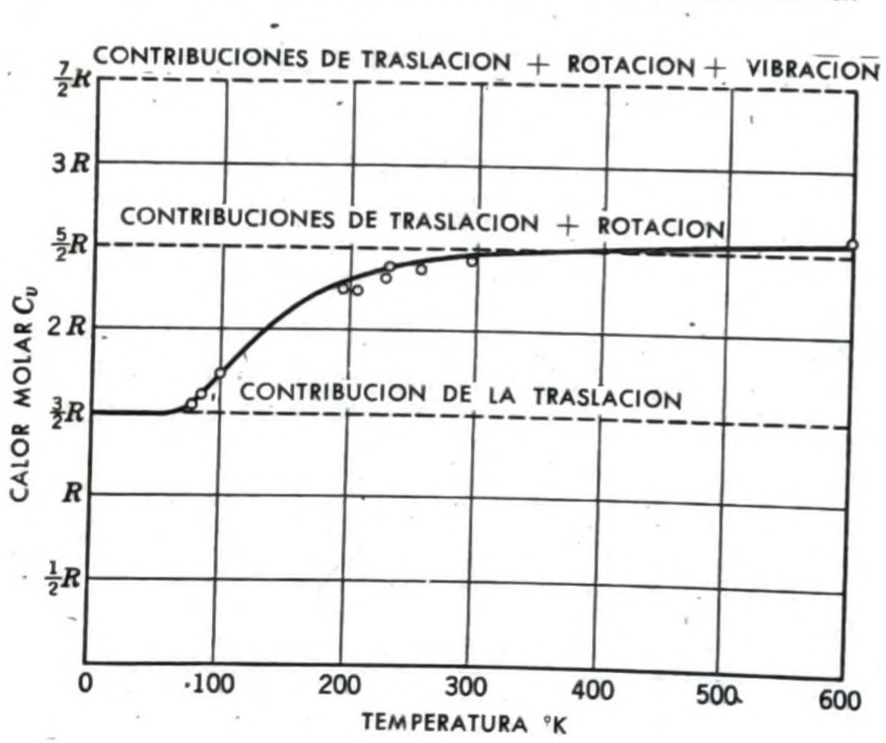


FIG. 9-2. Calor molar del hidrógeno a volumen constante. Las líneas horizontales punteadas son las contribuciones según la teoría clásica. La línea llena es una curva obtenida mediante la antigua teoría cuántica. Los puntos experimentales se indican mediante pequeños círculos.

Según la teoría clásica expuesta en secciones anteriores las moléculas gaseosas biatómicas rígidas pueden rotar con cualquier velocidad. A medida que aumenta la temperatura del gas, las moléculas en promedio giran más y más rápido aumentando sus velocidades angulares en pasos infinitesimales. Tal comportamiento conduce teóricamente a un calor molar constante con la variación de temperatura.

Las predicciones de la mecánica cuántica son totalmente distintas. Como los núcleos son mucho más pesados que los electrones, y como en choques a temperaturas ordinarias los números cuánticos electrónicos no varían, nos restringiremos a una discusión del movimiento del núcleo únicamente. Para aplicar la mecánica ondulatoria, debemos considerar propiedades ondulatorias definidas asociadas con los núcleos y ya no son de esperar rotaciones con velocidades angulares arbitrarias. Solo se hallan aquellas que resultan coherentes con la longitud de onda de las ondas nucleares.

★ La solución de la ecuación de las ondas es particularmente sencilla en este caso. Como en el caso de la cuerda vibrante, tenemos ondas sinusoidales de la forma

$$\psi = A \cos 2\pi\phi/\alpha + B \operatorname{sen} 2\pi\phi/\alpha \qquad (1)$$

donde ϕ es el ángulo azimutal en el plano de rotación y α es el ángulo al cual la onda se repite. Sin embargo resulta que las formas especiales de ψ adecuadas para nuestro propósito son

$$\psi = A(\cos 2\pi\phi/\alpha + i \operatorname{sen} 2\pi\phi/\alpha) = Ae^{i2\pi\phi/\alpha} \qquad (1a)$$

$$\psi = A(\cos 2\pi\phi/\alpha - i \operatorname{sen} 2\pi\phi/\alpha) = Ae^{-i2\pi\phi/\alpha}$$

Cualquiera de ambas satisfará nuestras necesidades.

★ El razonamiento que apoya esta elección es el siguiente: En el capítulo VI hemos visto que ψ^2 es la densidad de probabilidad. En el caso presente, como no hay preferencia de un ángulo ϕ sobre otro, la densidad de probabilidad que expresa la posibilidad de que la molécula esté dentro de un rango angular dado, debe ser independiente de ϕ. No existe ninguna combinación real de la forma (1) tal que su *cuadrado* sea independiente de ϕ; pero si empleamos la ecuación 1*a*, el producto de ψ por su compleja conjugada ψ^* es independiente de ϕ (porque $e^{ix}\, e^{-ix} = 1$). El producto $\psi\psi^*$ puede considerarse como una generalización natural de ψ^2 para el caso en que ψ sea un número complejo. Es $\psi\psi^*$ y no ψ la que puede estudiarse directamente, de manera que no dudamos en hacer compleja la función de onda puesto que, con el aumento en la complejidad matemática, obtenemos una descripción de la

naturaleza que corresponde mejor a nuestro conocimiento experimental.

Para obtener los estados energéticos notemos que el ángulo α usado aquí es exactamente análogo a la longitud de onda λ utilizada en la teoría de cuerdas vibrantes. Para ondas electrónicas, como se ha establecido en la pág. 181, $\lambda = h/mv$. En este caso tenemos una expresión análoga excepto que debemos usar cantidades angulares, de manera que, en virtud de consideraciones cuánticas, $\alpha = h/I\omega$, donde I es el momento de inercia de la molécula y ω su velocidad angular alrededor de su centro de gravedad. La solución matemática completa de este problema exige la introducción de condiciones de contorno que son muy simples pues estamos considerando variación angular. La única condición necesaria es que ψ tenga el mismo valor cuando ϕ se aumenta en 2π. En otras palabras, ψ solo puede tomar un valor para una orientación dada del eje nuclear. Esta exigencia se cumple poniendo $2\pi/\alpha$ igual a un número entero K en la ecuación 1. El significado físico de esta condición es el siguiente: solo aparecen aquellos ángulos de onda que estén contenidos un número entero de veces en un círculo completo, así como en la cuerda vibrante, aparecían solo aquellas semilongitudes de onda que estaban contenidas un número entero de veces en la longitud de la cuerda. Como

$$2\pi/\alpha = K \tag{2}$$

$$\omega = Kh/2\pi I \tag{3}$$

Toda la energía de rotación de una molécula rígida que gira alrededor de un eje fijo es cinética y está dada por

$$E_K = \tfrac{1}{2}I\omega^2 = K^2h^2/8\pi^2I \tag{4}$$

De esta manera la teoría mecánico-ondulatoria, en contraste con la teoría clásica, nos da únicamente valores discretos de la velocidad angular y de la energía.

Debido a que la energía de una molécula individual está cuantificada, el efecto de calentamiento de un gas basándose en la teoría cuántica es totalmente distinto del predicho por la teoría clásica. Como el primer escalón de energía sobre el cero para la energía de rotación es $h^2/8\pi^2I$, resulta que este escalón es bastante grande para moléculas livianas como el hidrógeno que tienen pequeños momentos de inercia. Debido a la pequeña energía de movimiento a bajas temperaturas, un gas biatómico se comporta como si la posibilidad de rotación no existiera y el calor molar a volumen constante es $^3/_2R$. A medida que la temperatura aumenta, sin embargo, más y

más moléculas pueden pasar a estados en los que rotan. Cuando la energía promedio de una molécula es grande comparada con la variación de energía producida al pasar de un estado no-rotacional al primer estado rotacional, el efecto de cuantificación es pequeño y el gas entonces simula tener el comportamiento predicho por la teoría clásica. El gas tiene entonces un calor molar igual a $^5/_2R$. La variación del calor molar del hidrógeno con la temperatura a bajas temperaturas según la teoría cuántica, puede verse en la curva de la fig. 9-2. El mismo tipo de curva es teóricamente predicho para otros gases biatómicos, pero debido a sus momentos de inercia mayores, el primer escalón de energía, calculado mediante la ecuación 4, es mucho menor que para el hidrógeno. Esto significa que la parte inclinada de la curva para otras moléculas biatómicas se produce a una temperatura mucho más baja y resulta difícil de observar.

Para y orto-hidrógeno. La cuantificación de los niveles de energía descrita en la sección precedente no es completa porque se ha despreciado el spin nuclear. En un análisis más exacto es necesario considerar este spin del mismo modo que se ha considerado antes el spin del electrón (pág. 227). Para moléculas como el hidrógeno ambos núcleos son idénticos y se cuantifican juntos, dando un solo número cuántico K que está relacionado con la suma de los impulsos angulares nucleares alrededor del centro de gravedad común. Se puede demostrar que cuando K es par, los dos spins nucleares solo admiten direcciones opuestas (apéndice 9, ref. 87, pág. 554). Cuando K es impar, hay tres posibilidades: 1) que los spins nucleares sean paralelos a K, 2) que sean antiparalelos a K y 3) que uno sea paralelo y el otro antiparalelo, como en la fig. 9-3. Cuando los spins nucleares se oponen su momento magnético resultante es nulo, de manera que su energía es independiente de la orientación, análogamente al caso de los niveles singu-

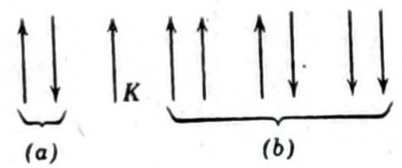


FIG. 9-3. Direcciones del spin nuclear para el hidrógeno, respecto del impulso angular orbital K, a) parahidrógeno; b) ortohidrógeno.

letes del mercurio (pág. 232). Cuando los spins son paralelos el vector magnético resultante tiene tres orientaciones y tres niveles de energía, como en los niveles triples del mercurio. Cada una de estas cuatro posibilidades es a priori igual-

mente probable, de modo que habrá el triple de moléculas con K impar que con K par. De acuerdo con la mecánica cuántica es casi imposible en tal molécula tener transiciones de un estado con K par a un estado con K impar. En otras palabras, los choques a temperaturas ordinarias no afectan las propiedades del spin de los núcleos. Esto significa que, si la molécula que choca está en el estado $K = 0$, se pueden producir únicamente cambios a los estados $K = 2, 4, 6$, etc., en cantidades apreciables; análogamente una molécula con $K = 1$ puede ir con facilidad sólo a otros estados con K impar. Entonces están presentes normalmente dos tipos diferentes de moléculas.

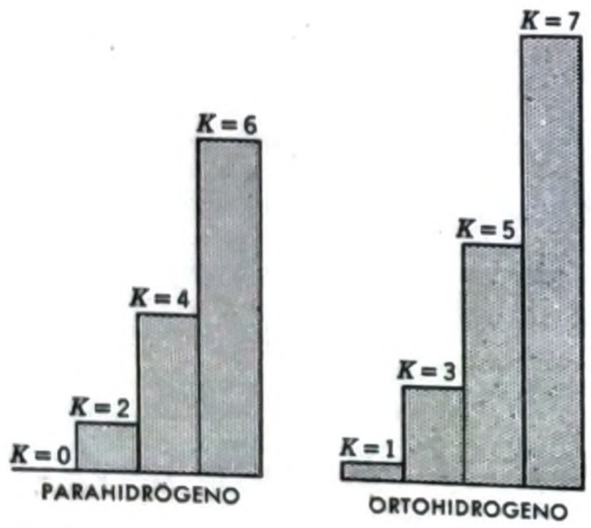


FIG. 9-4. Comparación de los sucesivos niveles de energía para el para y ortohidrógeno.

En el caso del hidrógeno el gas caracterizado por números cuánticos pares es llamado parahidrógeno y el de números cuánticos impares, ortohidrógeno. En los estados más bajos los cambios de energía al pasar de un estado a otro para el para y ortohidrógeno son distintos, como puede verse en la fig. 9-4. Los calores molares previsibles para estos gases son, en consecuencia, diferentes. Las variaciones calculadas con la temperatura se muestran en la fig. 9-5. La curva llena de la fig. 9-5 representa la variación esperada para el hidrógeno natural, siendo la componente orto tres veces más pesada que la componente para, debido a las tres posibles posiciones del spin nuclear del primero. La resultante concuerda muy bien con los puntos experimentales de la fig. 9-2, demostrando que el hidrógeno ordinario consiste en una combinación de estos dos gases.

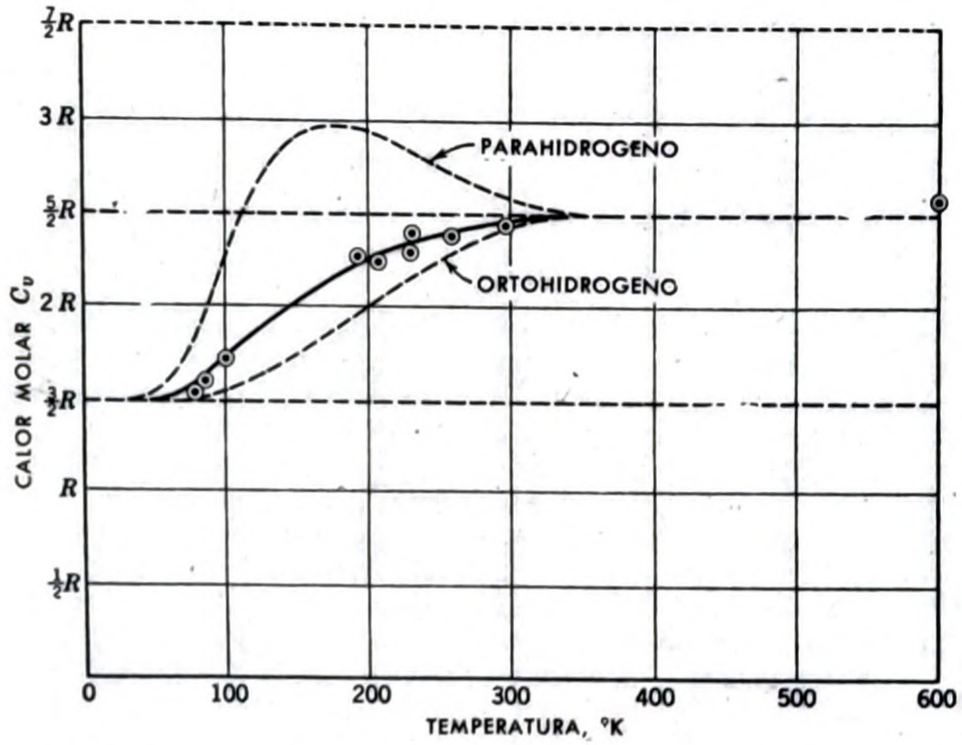


FIG. 9-5. Variación de los calores molares del para y ortohidrógeno. La línea llena representa el calor molar de la mezcla en equilibrio. Los puntos indican valores experimentales.

Fue un gran triunfo para la nueva mecánica cuántica el hecho de que en 1929, Bonhoeffer y Harteck pudieran separar el orto y el parahidrógeno y al mismo tiempo, demostrar que las curvas de calor específico de los gases individuales concordaban con las predichas por la teoría. Debido a las diferencias en los calores específicos del para y ortohidrógeno, sus presiones de vapor son ligeramente diferentes. Haciendo uso de esta ligera diferencia y con la ayuda de la acción de absorción del carbón de piedra, fue posible preparar parahidrógeno con un 98 % de pureza. Así la mecánica ondulatoria ha revelado un concepto enteramente nuevo: la división de los elementos en lo que podríamos llamar subelementos o isómeros de spin con distintas propiedades físicas.

3. Espectros de banda de rotación

Localización de líneas espectrales. Al deducir la ecuación 4 se hizo por simplicidad la hipótesis de que la molécula rota alrededor de un eje fijo en el espacio. En realidad este

eje no está fijo y un cálculo mecánico-ondulatorio completo demuestra que la expresión anterior debe escribirse:

$$E_K = K(K+1)h^2/8\pi^2 I \tag{5}$$

Esta fórmula también puede ponerse en la forma

$$E_K = \frac{(K+\frac{1}{2})^2 h^2}{8\pi^2 I} - \frac{1}{4}\frac{h^2}{8\pi^2 I} \tag{6}$$

que difieren de la primera expresión sólo en que los números cuánticos están aumentados en semienteros y se ha restado un término de energía constante. El término constante no afecta las *diferencias* entre los valores de los términos espectrales.

Se sabía antes de la introducción de la mecánica ondulatoria que las interpretaciones razonables de los niveles energéticos de rotación exigen números cuánticos semienteros, pero el origen de los semienteros era muy oscuro. La introducción natural o explicación de los números cuánticos semienteros fue uno de los primeros éxitos de la mecánica ondulatoria.

Cada vez que un sistema atómico cambia espontáneamente de un estado a otro hay una emisión o absorción de luz cuya frecuencia está dada por la condición $h\nu = E_1 - E_2$. Lo mismo vale para emisiones y absorciones que incluyan transiciones moleculares. En las moléculas, sin embargo, los números de posibles cambios son mucho mayores que en átomos. Por cada movimiento electrónico hay muchos niveles pertenecientes a los distintos movimientos cuantificados de vibración y rotación de los núcleos. De todos los cambios de energía en la molécula, los relacionados con transiciones de un estado de rotación a otro, son los más pequeños.

De acuerdo con la mecánica ondulatoria, en transiciones entre estados de rotación que aparecen por radiación, el número cuántico de rotación K puede variar en una unidad. Esta regla de selección vale únicamente para emisión o absorción espontánea de energía radiante, distintas de los fenómenos de choque considerados anteriormente. Las frecuencias de las líneas emitidas para transiciones que involucren un cambio de K en una unidad, están dadas por

$$\nu_{K+1,K} = \frac{(K+1)(K+2)h}{8\pi^2 I} - \frac{K(K+1)h}{8\pi^2 I} = \frac{(K+1)h}{4\pi^2 I} \tag{7}$$

Por ello el espectro completo para este tipo de cambio consta de un conjunto de líneas igualmente separadas en frecuencia, desde una línea inicial de frecuencia $h/4\pi^2 I$, como se ve en la fig. 9-6. Las mismas líneas pueden ser análogamente ab-

sorbidas cuando se hace pasar, a través del medio en estudio, luz proveniente de una fuente de espectro continuo. Como estas transiciones incluyen solo energía de rotación, este espectro de emisión o absorción es llamado espectro de rotación pura.

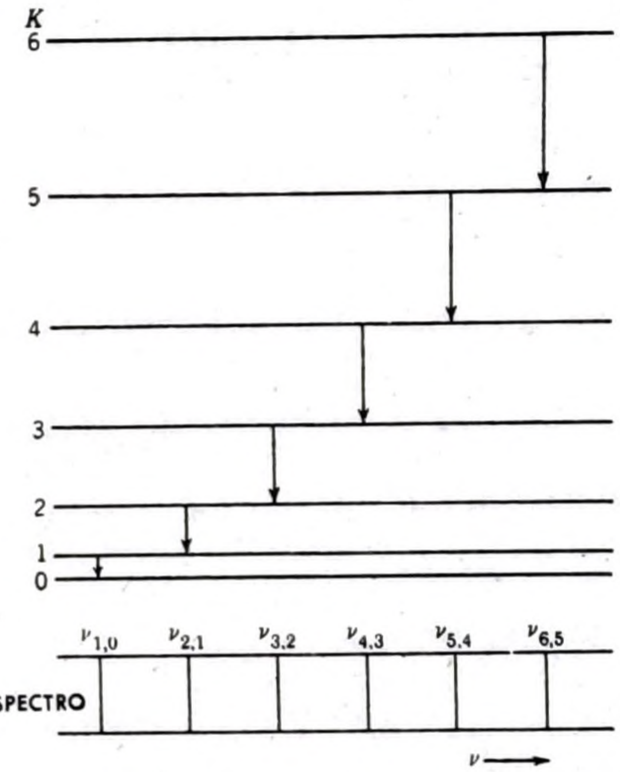


FIG. 9-6. Diagrama de niveles de energía para los estados de rotación. Se muestra el origen del espectro de emisión de rotación.

La localización del espectro de rotación pura de una molécula biatómica depende esencialmente de su momento de inercia. En todos los casos estudiados hasta ahora se ha hallado que los espectros de rotación pura están en el extremo infrarrojo y su análisis indica que las distancias entre átomos individuales en las moléculas son del mismo orden de magnitud que los diámetros de los átomos. En la sección 4 se considera un cálculo exacto, de acuerdo con la teoría expuesta, del momento de inercia del HCl. Esta simple interpretación de los espectros de rotación pura en el lejano infrarrojo hace que las mediciones en esta zona sean sumamente valiosas, pero las mediciones precisas son difíciles debido a la pequeña energía termal disponible, de manera que los datos acumulados son pobres comparados con los obtenidos en el infrarrojo cercano.

Espectroscopía en el lejano infrarrojo. La espectroscopía del infrarrojo difiere en muchos aspectos esenciales de la espectroscopía en la región visible. Para el infrarrojo lejano, tomado arbitrariamente como la zona de longitudes de onda mayores que 50μ, se indica en la fig. 9-7 el esquema general de un aparato usado para investigar el espectro de absorción. La fuente de radiación, para la que se usa a menudo el manguito incandescente para gas de Welsbach, un "Globar" o un filamento de Nernst, pasa a través de una ranura en *S*. Después de atravesar la ranura, la radiación es reflejada en un espejo *M* que hace paralelo al haz. Luego atraviesa el gas

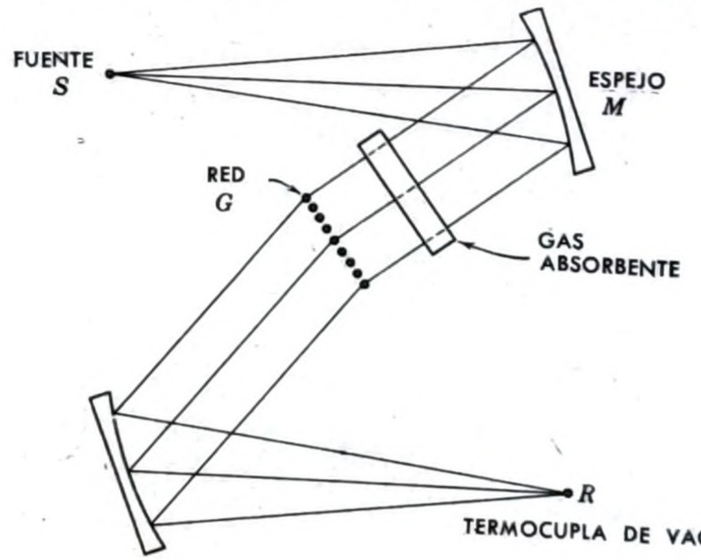


FIG. 9-7. Dispositivo experimental para obtener espectros de absorción en el infrarrojo extremo.

absorbente que está en una célula con ventanas de cuarzo o sal gema y luego incide sobre la red de difracción *G*. Finalmente se condensa en un detector en *R*; habiendo usado bolómetros, termocuplas de vacío y radiómetros. Es lamentable que las placas fotográficas no sean sensibles en esta región ya que tienen la propiedad de formar imágenes débiles cuando se usan largas exposiciones. Czerny efectuó mediciones precisas en el lejano infrarrojo. Estudió la absorción del HCl extendiendo las longitudes de onda hasta 120μ. Los números de onda de las líneas que observó están anotados en el cuadro 9-1. Concuerdan en general con la fórmula empírica

$$\tilde{\nu} = 20{,}794M - 0{,}00164M^3 \qquad (8)$$

donde M toma valores enteros que varían de línea a línea.

Nótese que esta fórmula contiene un término en M^3 que no aparece en la ecuación 7. Un análisis más completo demuestra que este término surge debido a un aumento en el momento de inercia producido por el alargamiento de la molécula biatómica cuando gira con velocidades angulares grandes. Comparando el término en M con la ecuación 7, vemos

CUADRO 9-1

Número entero usado para indicar la línea M	*Número de onda (en ondas/cm)*	
	Observado	*Calculado mediante la fórmula 8*
4	83,03	83,07
5	....	103,77
6	124,30	124,41
7	145,03	145,00
8	165,63	165,51
9	185,86	185,95
10	206,38	206,30
11	226,50	226,55

que concuerdan cuando $K = \text{M-1}$ y $h/4\pi^2Ic = 20{,}794\ \text{cm}^{-1}$. El momento de inercia del HCl hallado así directamente es $2{,}66 \times 10^{-40}\ \text{gcm}^2$. Conociendo las masas de los átomos de hidrógeno y cloro, calculamos entonces que la separación entre los dos átomos de una molécula de HCl es $1{,}28 \times 10^{-8}$ cm.

4. Bandas de rotación-vibración

Teoría. Las fuerzas atractivas que mantienen juntos dos átomos que forman una molécula son de muchos tipos como se vio en la pág. 262. Para formar una molécula estable, la energía potencial del sistema debe ser un mínimo para alguna distancia particular. Un ejemplo típico de la variación de energía potencial con la distancia entre núcleos se puede ver en la fig. 9-8. Cerca del mínimo, esta curva de energía potencial tiende a ser una parábola, que es la curva de energía potencial para un oscilador linear armónico.

Considerando una molécula biatómica como un oscilador lineal, tenemos para sus niveles energéticos cuantificados (ver pág. 213)

$$E_v = (v + \tfrac{1}{2})h\omega_e \qquad v = 0, 1, 2, 3, \ldots$$

donde ω_e es la frecuencia de vibración alrededor de la posición de equilibrio y v es el número cuántico de vibración. Tales niveles de energía están indicados con líneas punteadas en la fig. 9-8. La presencia del término $\frac{1}{2}$ en la expresión de los niveles de energía cuantificados exige que, aún en el estado inferior, los átomos vibren con pequeña amplitud. Como la curva de energía potencial no es exactamente la de un oscilador lineal, los niveles de energía no están separados por intervalos exactamente iguales sino que, en cambio, los niveles superiores están generalmente más juntos.

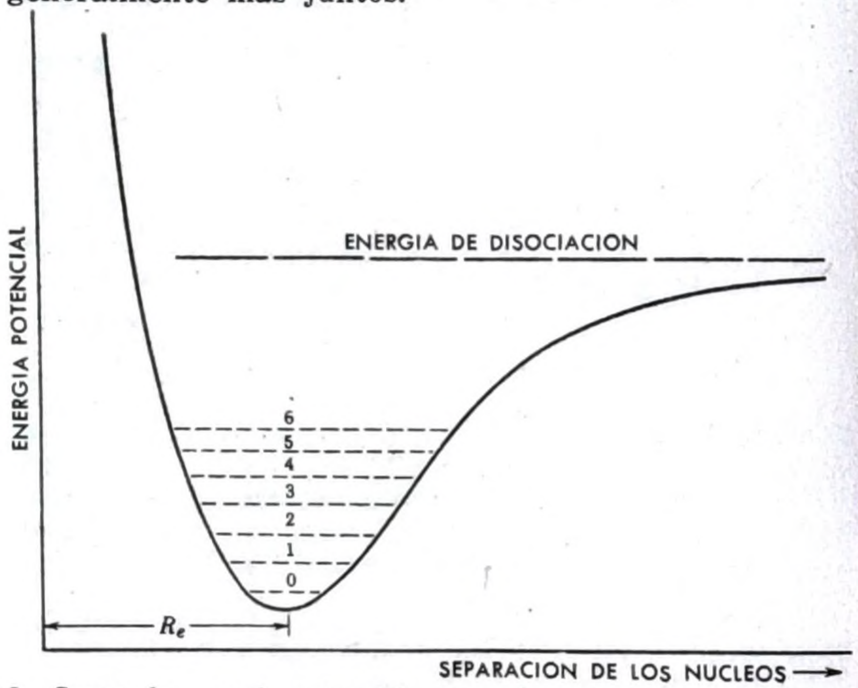


FIG. 9-8 Curva de energía potencial para una molécula biatómica. Las líneas punteadas representan niveles de vibración cuantificados.

Si se desprecian las fuerzas de interacción debidas a la presencia de la vibración así como la rotación, la energía total de una molécula vibrante que rota está aproximadamente expresada por

$$E = (v + \tfrac{1}{2})h\omega_e + K(K+1)h^2/8\pi^2 I \qquad (9)$$

Las frecuencias de las líneas espectrales emitidas o absorbidas están entonces dadas por

$$(E' - E'')/h = (v' - v'')\omega_e + (h/8\pi^2 I)(\pm 2K'' \pm 1 + 1) \qquad (10)$$

donde las primas y dobles primas representan, respectivamente, los niveles superior e inferior, y el signo más corresponde

al caso en que K disminuye en una unidad y el signo menos al caso en que K aumenta en una unidad. Estas frecuencias están ilustradas en la fig. 9-9. El cambio de energías de vibración representado por el primer término de la expresión del segundo miembro es mucho mayor que el cambio de energía de rotación representado por el segundo término. La parte de vibración determina, por ello, la región espectral en la cual están los espectros de rotación-vibración; la parte de rotación

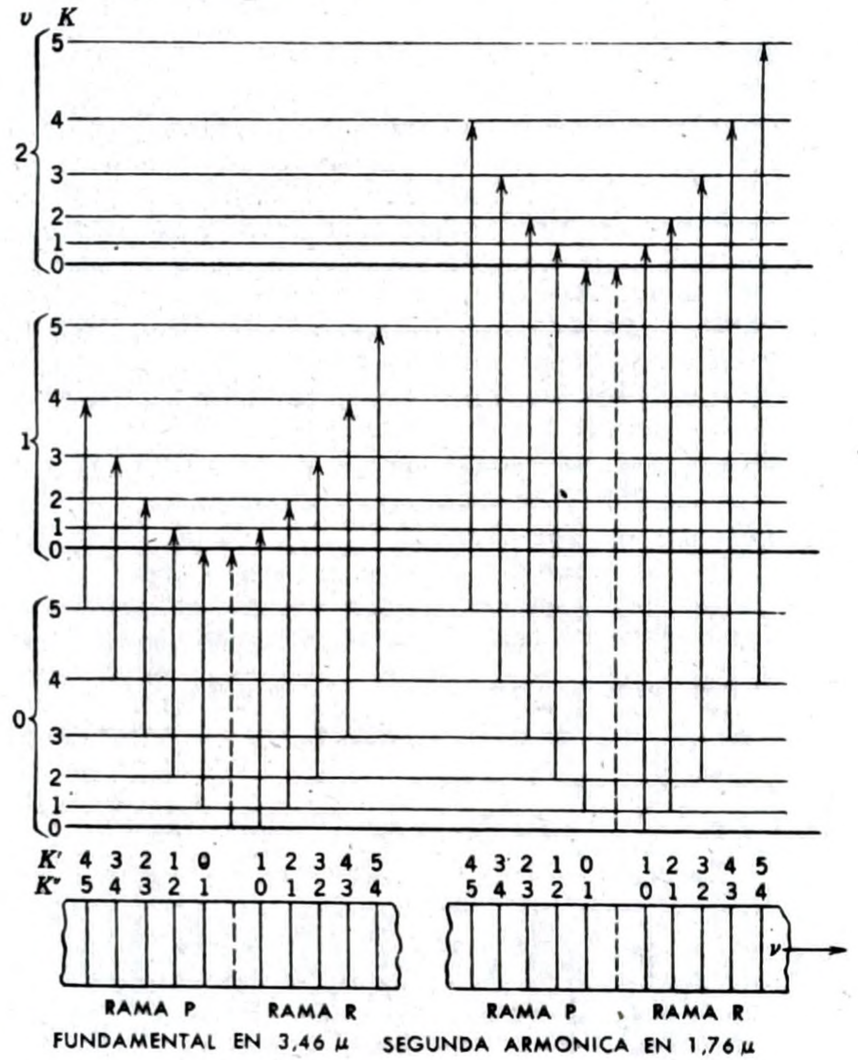


FIG. 9-9 Se muestran los niveles de energía del HCl con varios números cuánticos de rotación y vibración, aunque no están en escala. En la emisión o absorción (como puede verse) se produce un aumento o disminución de una unidad en K. No han sido observados casos de variación nula en K. Es interesante notar que las líneas correspondientes a tales cambios, si estuvieran presentes, ocuparían exactamente los lugares de las líneas "ausentes" del espectro observado.

determina la estructura fina, esto es, la separación de las líneas individuales. El conjunto de líneas de rotación pertenecientes a una sola transición de vibración es llamado banda o, más exactamente, banda de rotación-vibración. El grupo total de bandas es llamado sistema de bandas.

En virtud de la teoría clásica, un oscilador lineal puede emitir ondas de una sola frecuencia. Un buen ejemplo lo constituye un diapasón que emita sonidos de una sola altura. Sin embargo, si ambas ramas son desiguales o si lo golpeamos muy fuerte, aparecen otras frecuencias acompañando la fundamental. La teoría cuántica también predice que un oscilador lineal emite o absorbe radiación de una sola frecuencia limitando la variación de v a ± 1. En una molécula real, sin embargo, la energía potencial no es estrictamente la de un oscilador lineal, de manera que se comporta como un diapasón cargado y emite frecuencias distintas de la fundamental. Estas frecuencias están caracterizadas por cambios en v de más de una unidad, pero la intensidad de estas bandas es muy pequeña comparada con la de la fundamental. Estas bandas en las cuales v cambia en 2, 3 ó 4 son llamadas, respectivamente, la segunda, tercera o cuarta armónica.

Los cambios de energía y las frecuencias asociadas con el espectro de vibración son mucho mayores que los asociados con el espectro de rotación pura; por ello el primer espectro está mucho más cerca de la región visible que el último. Las bandas fundamentales de rotación-vibración están entre los 8.000 A y 50.000 A para un gran número de moléculas.

★ **Espectroscopía del infrarrojo cercano.** En la región que va de los 50μ al visible pueden usarse redes o prismas, según la resolución que se desee. La mayoría de las mediciones se hace mediante espectros de absorción. En la fig. 9-10 puede verse un ejemplo típico de un espectrograma de absor-

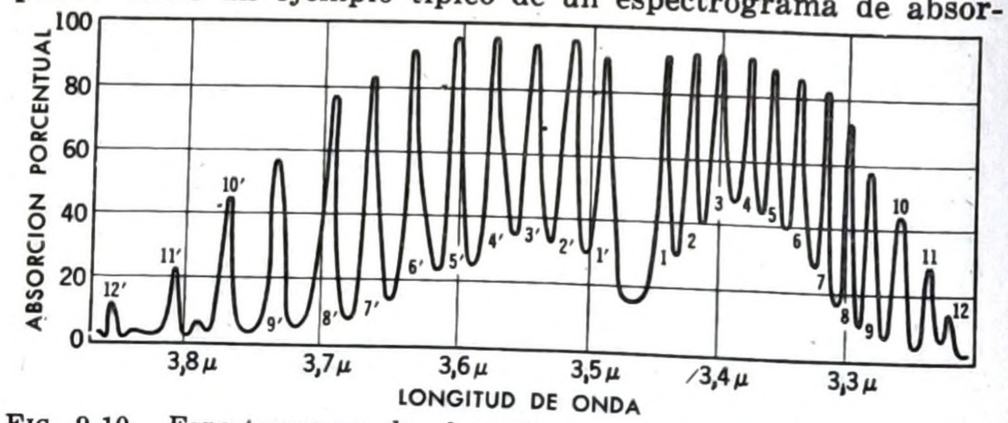


FIG. 9-10. Espectrograma de absorción para la banda fundamental de rotación-vibración del HCl. (Según los datos de E. S. Imes.)

ción del infrarrojo cercano, el de la banda fundamental del HCl. El hecho de que el espectrograma tenga una estructura dentada en lugar de una serie de líneas aisladas con una ley definida de separación, es una consecuencia del bajo poder resolvente que las condiciones de la experiencia impusieron. Para una discusión posterior debe suponerse lógicamente la estructura de líneas. El centro de la banda aparece evidentemente en 3,46 μ, y el espaciado de las líneas próximas al centro es de cerca de 250 Å. Un hecho característico de esta banda de HCl es la línea ausente en medio del espectrograma. La explicación de esta ausencia es evidente mediante el diagrama de niveles de energía, fig. 9-9. Tal transición, en la cual el número cuántico de rotación no varía, está excluida por el principio de selección para K.

★ Usando la ecuación 10 se verifica fácilmente que el factor de rotación $(\pm 2K'' \pm 1+1)$ toma valores que dan líneas equiespaciadas a cada lado de la posición de la línea ausente. Aquellas líneas para las cuales $K' - K'' = 1$ se dice que forman la rama positiva o rama "R"; aquéllas para las que $K' - K'' = -1$ constituyen la rama negativa o rama "P".

★ **El efecto de isótopos en los espectros de vibración-rotación.** Además de la banda fundamental del HCl en 3,46 μ que acaba de ser considerada ha sido observada la segunda armónica debida a una variación de dos unidades en v. La frecuencia de esta banda es justo el doble de la de la fundamental, de manera que aparece en 1,76 μ. Asociados con esta banda existen picos de rotación que se corresponden exactamente con los de fig. 9-10. También se encuentran al lado de cada uno de los picos de la banda armónica, pequeños picos secundarios (ver los picos de la fig. 9-10 en 3,79 μ y 3,84 μ). Éstos están presentes debido a que hay dos isótopos del átomo de cloro cuyos pesos atómicos son 35 y 37. Las moléculas constituidas por átomos de masas desiguales tienen distintas frecuencias de vibración, de la misma manera que dos masas desiguales oscilan con frecuencias diferentes cuando se las suspende de resortes análogos. La variación en la frecuencia de oscilación lleva consigo una alteración de los niveles de energía. En consecuencia, las frecuencias de las líneas espectrales se alteran y obtenemos un conjunto separado de picos para cada isótopo en el espectro. Mediante la altura de estos picos puede calcularse la abundancia relativa de los isótopos; los valores hallados están en concordancia con el valor determinado mediante el peso atómico resultante del cloro.

★ Para terminar esta sección tenemos que mencionar que los espectros de moléculas poliatómicas se tratan con métodos semejantes a los expuestos más arriba, pero las complicaciones son mayores. Existen tres grados de libertad de rotación. Restando estos tres grados y los tres grados correspondientes a la traslación de la molécula en bloque, tenemos $3n$—6 grados de libertad para una molécula compuesta por n átomos. Esto implica que pueden existir $3n$—6 tipos independientes de vibración o vibraciones normales. Una vibración normal es un estado de movimiento en que todos los átomos de la molécula se mueven con una sola frecuencia. Por ejemplo, el CO_2 es una molécula lineal, con tres posibles vibraciones normales. Supongamos que el eje molecular coincida con el eje de las X. En una vibración normal, la molécula se estira. En otra, los oxígenos se mueven hacia afuera a lo largo del eje molecular permaneciendo el átomo de carbón en reposo. En la tercera, el movimiento es también a lo largo del eje pero, cuando el oxígeno de la derecha se mueve hacia la derecha, el carbón va hacia la izquierda y el oxígeno de la izquierda se mueve hacia la derecha. El lector puede escribir las ecuaciones de movimiento para cada una de estas vibraciones y verificar que todos los átomos pueden moverse con la misma frecuencia. El modelo que debe usarse es simplemente el de un conjunto de tres pelotas unidas por dos resortes de igual rigidez.

5. Bandas electrónicas

En el capítulo VII han sido estudiados los grupos complejos de líneas producidos por transiciones de un electrón desde estados excitados de un átomo a estados más estables. Debido a que la estructura electrónica de una molécula es similar a la de un átomo, es natural esperar que los niveles energéticos de una molécula se dividan en subniveles análogamente a los niveles atómicos. Sin embargo, además de los subniveles producidos por el movimiento electrónico, tenemos otros subniveles producidos por el movimiento de vibración y rotación de los núcleos. Afortunadamente los cambios de energía asociados con cada uno de estos movimientos son de distinto orden de magnitud y resulta generalmente fácil clasificar las transiciones producidas. La mayoría de los espectros que involucran transiciones electrónicas está en las regiones visible o ultravioleta.

★ Siguiendo el procedimiento usado para analizar espectros atómicos podríamos clasificar los espectros moleculares en distintos tipos según el impulso angular orbital de los electrones y su impulso angular de spin. Se han hecho grandes avances en tal clasificación pero los resultados son demasiado complicados como para incluirlos aquí. En las siguientes consideraciones, en consecuencia, supondremos que la variación electrónica de energía es un factor constante. Con esta hipótesis, la frecuencia ν de cualquier línea que aparece en una banda espectral electrónica está dada por la siguiente expresión:

$$h\nu = h\nu_0 + (E'_{\text{vib}} - E''_{\text{vib}}) + (E'_{\text{rot}} - E''_{\text{rot}}) \qquad (11)$$

donde $h\nu_0$ representa el cambio electrónico en energía suponiendo que no existe interacción de los movimientos nucleares y electrónicos. Los valores de los últimos términos de esta expresión son considerablemente diferentes de los correspondientes términos en los espectros de vibración-rotación porque la ligadura nuclear (y por ello la frecuencia de vibración) y el momento de inercia son distintos en los estados inicial y final.

★ Usando la relación anterior es solo necesario sustituir los valores cuantificados de las energías para obtener una fórmula que represente todas las posibles líneas espectrales. Un esquema de niveles de energía idealizado nos ayudará a imaginarnos un modelo de estos cambios. En la fig. 9-11, por simplicidad, se representan las transiciones entre dos niveles electrónicos, A y B. Asociados con cada uno de éstos existen algunos niveles de vibración cuyo espaciado nos permite concluir que la fuerza de ligadura es mayor en el estado superior que en el inferior. Superpuestos con estos niveles están los niveles de rotación separados por intervalos desiguales puesto que la energía depende esencialmente del cuadrado del número cuántico de rotación. Los espaciados de los correspondientes niveles de rotación, pertenecientes a los niveles electrónicos superior e inferior, son totalmente diferentes porque las separaciones de los núcleos (y en consecuencia los momentos de inercia) son generalmente distintos en los varios niveles electrónicos.

★ Se ve que la distribución de líneas espectrales de rotación de la fig. 9-11 es completamente distinta de la de la fig. 9-9. La razón que justifica esta diferencia es que en la fig. 9-9 el nivel electrónico, y por ello el momento de inercia, es el mismo tanto para el estado inicial como el final, mientras que la inversa vale para los niveles espectrales de la fig. 9-11.

★ La posición de una línea en un espectro está determinada por el cambio de energía de la molécula en conjunto; este cambio está representado en la figura mediante la longitud de la línea vertical que une los dos estados involucrados.

Debido a que la separación entre los niveles de rotación es distinta en los estados superior e inferior de la fig. 9-11, estas líneas para una banda electrónica particular se hacen más

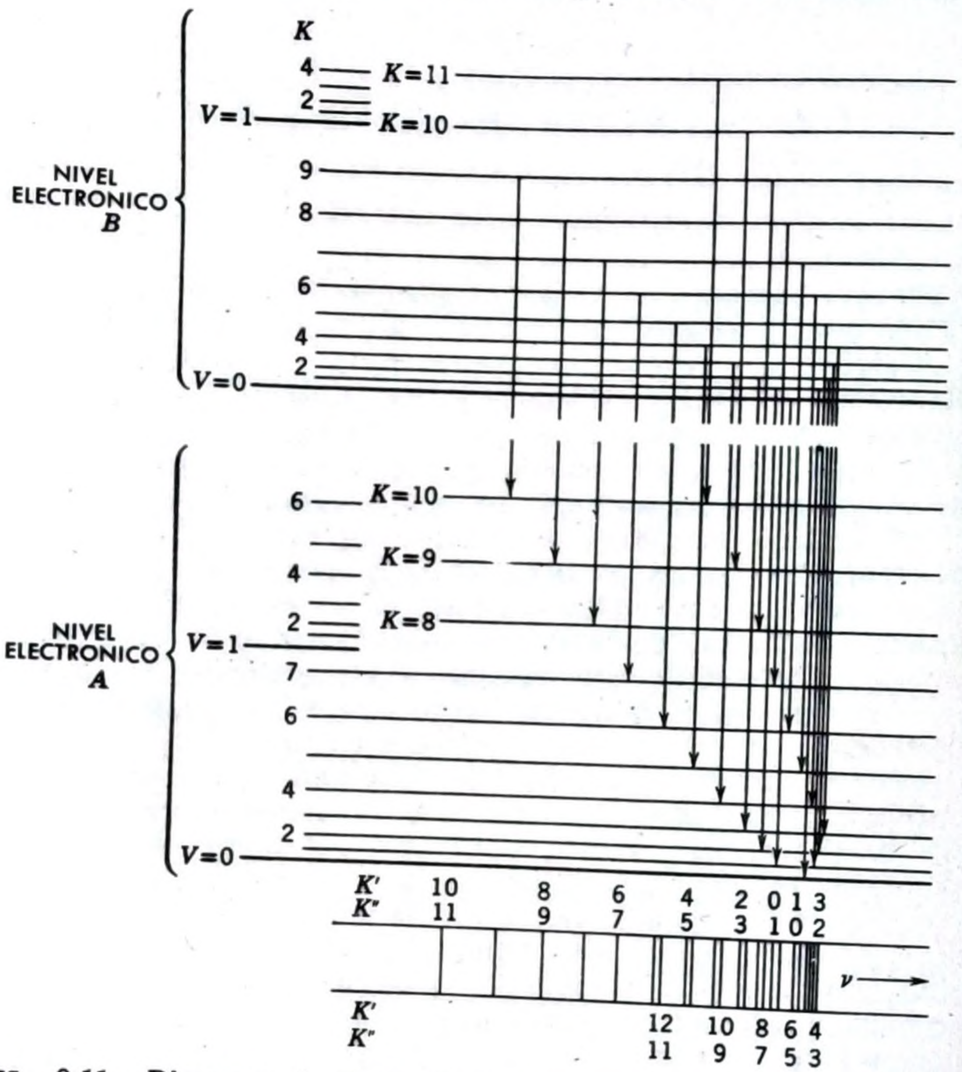


FIG. 9-11. Diagrama de niveles de energía que muestra la convergencia de las líneas para formar una cabeza en una banda electrónica.

largas a medida que los números cuánticos aumentan hasta llegar a la más larga que corresponde a $K'' = 3$ en la rama positiva $(K' - K'' = +1)$. Luego comienzan las longitudes de las líneas verticales, que representan transiciones, a disminuir nuevamente. El hecho de que la frecuencia de la luz pase por un máximo al aumentar el número cuántico produce una acumulación de líneas en un lado de la banda. La línea espectral de rotación que está en el extremo es llamada cabeza de la banda. En las figs. 9-12 y 9-13 pueden verse fotografías de

bandas electrónicas típicas pudiéndose apreciar claramente en la última la acumulación de líneas en una cabeza de banda.

★ Cuando los números cuánticos de vibración son 1 y 0 ó 2 y 1 en lugar de 0 y 0, se producen nuevas bandas. Si la frecuencia de vibración es mayor en el estado superior que en el inferior, la banda 2 a 1 tendrá una frecuencia mayor que la 1 a 0 y estará, por consiguiente, del lado del violeta.

FIG. 9-12. Espectro de banda del óxido de boro (según R. S. Mulliken). La frecuencia ν crece hacia la izquierda.

★ Así, clasificando los movimientos de las partes componentes de la molécula en rotación nuclear, vibración nuclear y movimiento electrónico, es posible poner un poco de orden en el caos de líneas que aparecen. El análisis de estos espectros en la manera esquematizada, ha permitido obtener las dimensiones físicas de moléculas, que de otro modo serían desconoci-

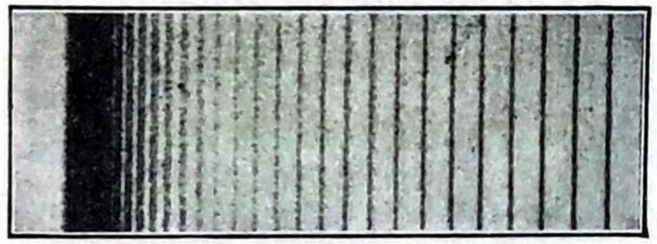


FIG. 9-13. Estructura de líneas de una sola banda del nitruro de silicio (según F. A. Jenkins). La frecuencia ν aumenta hacia la izquierda.

das, como asimismo descubrir y estimar cantidades relativas de isótopos. Además, la teoría nos da un conocimiento profundo del comportamiento de los electrones individuales en la molécula y es por ello una etapa más en el camino que nos lleva a una teoría matemática de la formación de compuestos químicos.

6. Espectros de Raman

Todos los materiales dispersan la luz en todas direcciones y es fácil demostrar que la luz dispersada contiene las mismas longitudes de onda que estaban presentes en el haz incidente. Sin embargo es razonable preguntar si una *parte W* de la

energía $h\nu_0$ de un fotón no podría utilizarse para excitar un átomo o molécula a un estado superior, siendo el resto dispersado como un fotón de menor frecuencia, de manera que

$$h\nu' = h\nu_0 - W \tag{12}$$

Por otra parte, un átomo o molécula en un estado excitado podría contribuir con una energía W a un proceso de dispersión, de modo que el fotón emergente tendría una energía

$$h\nu' = h\nu_0 + W \tag{13}$$

Foote y Ruark buscaron tales líneas en los espectros atómicos en 1924 y Smekal efectuó experiencias análogas. El efecto fue hallado en 1928 por Raman y Krishnan; y simultáneamente por Landsberg y Mandelstam. Se obtuvo dispersando luz monocromática con moléculas adecuadas. A ambos lados de la línea incidente se hallan líneas débiles debidas a los cambios del número cuántico de rotación. El espaciado de los niveles de rotación es pequeño, de modo que muchas moléculas pueden hallarse en estados de rotación mayores. Por otra parte, el espaciado de los niveles de vibración es generalmente tan grande que pocas moléculas están en los estados de vibración más altos, a temperaturas ordinarias. En consecuencia, las líneas Raman correspondientes a un cambio del número de vibración generalmente están en el lado de frecuencias más bajas de la línea excitante. En la fig. 9-14 puede verse la naturaleza general del efecto de rotación en una fotografía obtenida por Rasetti.

El principal interés del efecto Raman reside en el hecho que revela algunas frecuencias que no aparecen en los espectros del infrarrojo. Por ejemplo, la vibración simétrica del CO_2 estudiada en la pág. 282 no produce un momento eléctrico y por ello no da radiación espontánea. Sin embargo aparece fácilmente en la luz dispersada.

Una gran ventaja es que la longitud de onda de la luz incidente puede elegirse en una región conveniente para la observación.

7. Espectroscopía de microondas

Desde 1934, y en particular desde 1945, se ha desarrollado en la región de microondas una nueva rama de la espectroscopia, que ha permitido la observación y medición, en las moléculas,

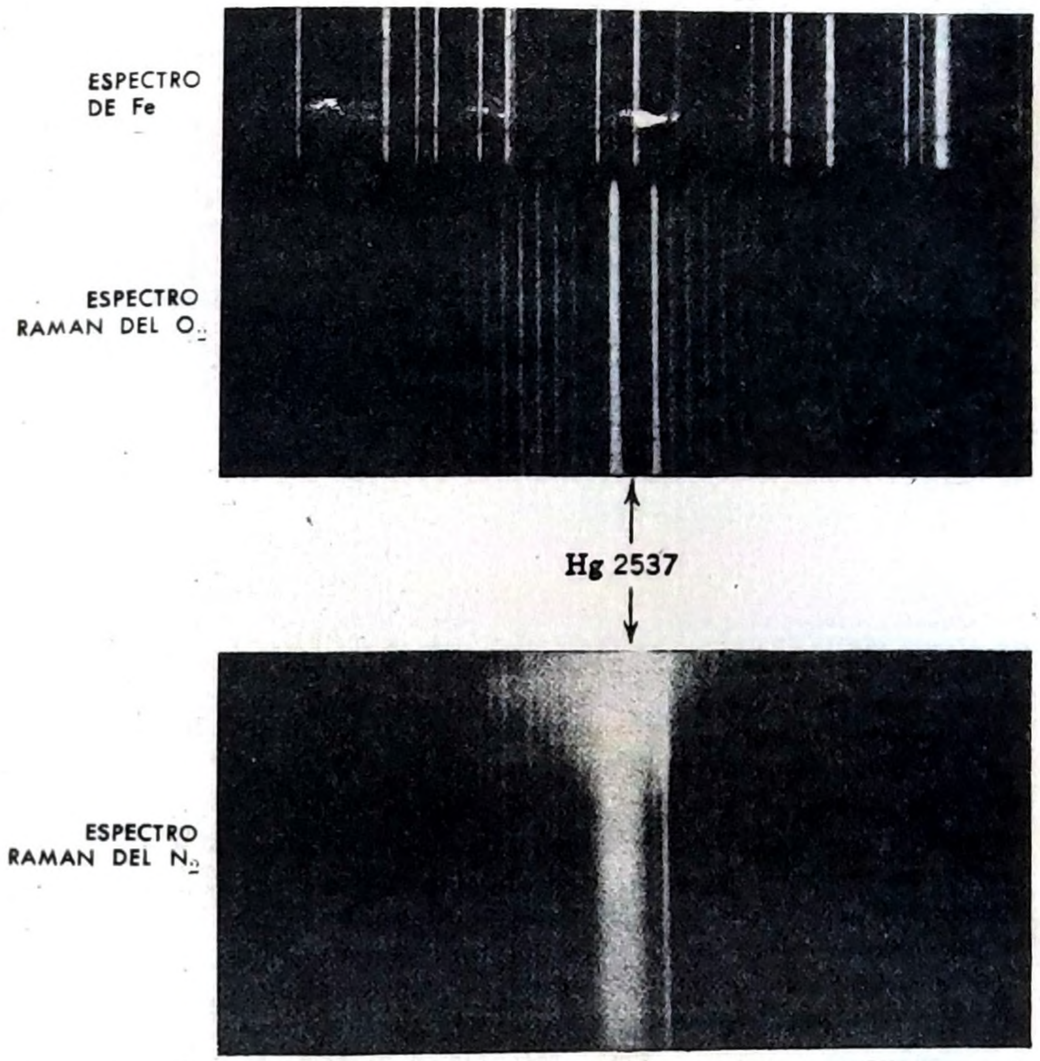


FIG. 9-14. Espectros Raman de rotación del N_2 y O_2 (según Rasetti). La línea del mercurio en 2.537 A y otra más débil (que no produce efectos observables), se distinguen con facilidad de las radiaciones dispersadas de longitud de onda alterada.

de cambios de energía de una magnitud mucho menor que la posible mediante métodos ópticos. La región de microondas se extiende sobre el rango de las longitudes de onda electromagnéticas, desde cerca de los 2 mm hasta los 16 cm. En este rango las frecuencias pueden medirse con gran precisión mediante métodos electrónicos. Cuando una molécula absorbe un fotón cuya longitud de onda es 3 cm, por ejemplo, sufre un cambio de energía de solo $10^{10}\ h$ ergios, o 4×10^{-5} ev. Estas cifras pueden compararse con la absorción en la región visible de un fotón cuya longitud de onda sea 6.000 A, correspondiente aproximadamente a un cambio de energía de

2 ev. En la región de microondas, en consecuencia, pueden observarse y representarse niveles de energía sumamente próximos, cuando ellos existen.

La espectroscopia de microondas trabaja exclusivamente con efectos de absorción debido a que los espectros de emisión en el rango de microondas están completamente enmascarados por la radiación correspondiente a temperatura normal. No tenemos espacio aquí para indicar qué métodos experimentales se usan para observar espectros de absorción de microondas. Como ilustración, mencionaremos un conjunto de resultados.

★ Consideremos una molécula lineal formada por un átomo de iodo y otro de cloro y supongamos que rote alrededor de un eje perpendicular a la recta que une los dos átomos. En ausencia de restricciones especiales, el eje de rotación debe pasar por el centro de masa del sistema. Usando el número cuántico de rotación K, el cambio de energía cuando la molécula pasa del estado K al $K + 1$ es en virtud de la ecuación 7,

$$\Delta E_{K+1,\,K} = (h^2/4\pi^2 I)(K + 1) \qquad (14)$$

donde I es el momento de inercia de la molécula alrededor del eje especificado más arriba. Haciendo este cambio de energía igual a $h\nu$ hallamos que la variación corresponde a una longitud de onda dada aproximadamente por

$$\lambda = \frac{10^{40} I}{56(K + 1)} \qquad (15)$$

★ Ahora el valor de I puede calcularse con bastante precisión ya que conocemos las masas de los átomos de iodo y cloro, y podemos suponer que su separación es 2, 3 A. El resultado es, aproximadamente, $I = 240 \times 10^{-40}$ g cm^2. En consecuencia $\lambda \simeq 4/(K + 1)$, y si K es un entero pequeño, la radiación aparecerá en la región de microondas. Vemos entonces que el hecho de que la radiación esperada debida al cambio en la energía de rotación de una molécula lineal simple, caiga en la región de microondas, depende del valor del momento de inercia. Si ese valor difiere hacia arriba o hacia abajo en un factor de 8 del valor 2×10^{-38} g cm^2, puede esperarse absorción en la región de microondas. Por ello solo se necesita considerar moléculas con componentes atómicos suficientemente pesados. Si uno, o ambos átomos componentes de una molécula biatómica, es muy liviano, entonces el momento de inercia resulta pequeño. Solo moléculas pesadas tales como el ICN, CICH y ICl nos dan líneas en una región accesible a los aparatos de microondas disponibles comúnmente.

Los cambios de energía en los espectros de rotación de moléculas moderadamente pesadas no son los únicos que se miden mediante espectroscopia de microondas. Con adecuadas mediciones de absorción pueden obtenerse datos referentes a las estructuras de sustancias paramagnéticas y ferromagnéticas, así como también a las magnitudes de los campos eléctricos dentro de cristales y los valores de momentos cuadripolares producidos por distribuciones no-esféricas de la carga nuclear o de la materia nuclear. Los métodos de espectroscopia de microondas poseen la sensibilidad necesaria para medir estos delicados efectos.

8. Momentos dipolares y constantes dieléctricas

Vamos a considerar ahora un método adicional para determinar algunas características de la distribución de carga en ciertos tipos de moléculas. Un átomo simple libre como el hidrógeno consta de dos partes, un electrón que posee una carga negativa y un protón con carga positiva. Si el electrón no estuviera continuamente girando en torno del protón, (o en el lenguaje de la mecánica cuántica, si la carga del electrón no estuviera simétricamente distribuida alrededor del núcleo) la orientación del átomo podría controlarse mediante la aplicación de un campo exterior macroscópico. Este argumento puede extenderse para demostrar que una molécula simétrica como el CCl_4 no puede ser preferencialmente orientada por un campo eléctrico exterior.

Muchas moléculas sin embargo, tales como H_2O o HCl, no son inmunes a la influencia de campos exteriores. Tales moléculas se dice que poseen momentos bipolares eléctricos aunque no siempre es posible decir qué cantidad de carga eléctrica ha sido desplazada por una cantidad particular. En estos casos, un campo eléctrico exterior tiende a girar la molécula de modo que su eje eléctrico quede paralelo al campo, y la mantiene en esta posición, análogamente a una barra imantada que tiende a alinearse con un campo magnético aplicado.

★ Supongamos que un dipolo conste de dos cargas, $+q$ y $-q$, separadas por una distancia d. El momento dipolar eléctrico está definido como el producto qd. Supongamos además que el dipolo está momentáneamente en reposo con su eje perpendicular a un campo eléctrico de intensidad F. Hagamos que el dipolo gire 90° respecto de la posición que ocupaba

primitivamente. El trabajo E requerido para este movimiento es

$$E = \pm 2 \times qF \times (d/2)$$
$$= \pm Fqd \qquad (16)$$

o sea, el producto de la intensidad del campo eléctrico por el momento dipolar. Como indica el signo, el trabajo debe ser efectuado sobre el dipolo o por él mismo, según la dirección de giro. La cantidad E es denominada energía de interacción máxima entre el dipolo y el campo F.

* En la práctica, por supuesto, sucede a menudo que una molécula que posee momento dipolar y forma parte de un gas, líquido o sólido, no está absolutamente libre como para responder al campo eléctrico exterior. Entonces puede producirse una orientación parcial, con el resultado que el cuerpo del cual la molécula forma parte, adquiere un momento eléctrico macroscópico que dura mientras está presente el campo exterior. En ese caso se dice que el material está *polarizado*.

* Existe otro camino por el cual el campo produce un momento eléctrico, a saber, mediante el ligero desplazamiento de los núcleos en la dirección del campo y el desplazamiento de los electrones en la dirección opuesta. Este efecto existe en todas partes, pero el momento eléctrico de un átomo o molécula producido por campos eléctricos de magnitudes comunes en el laboratorio es *generalmente pequeño* comparado con los momentos permanentes de las moléculas altamente polares mencionadas antes. Por ejemplo, el momento eléctrico producido en un átomo de xenón por un campo de 1 ues (ó 300 voltios cm) es de 4×10^{-24} ues cm. Un campo de, digamos, 10^4 voltios cm podría aplicarse fácilmente al xenón a la presión atmosférica, produciendo un momento de aproximadamente

ues cm $\qquad 1{,}21 \times 10^{-22}$

Compárese este valor con el momento permanente de una molécula de HCl, que vale

ues cm $\qquad 1{,}03 \times 10^{-18}$

* La polarización P representa numéricamente el momento dipolar total por cm^3 inducido por el campo exterior dentro del material. Tal comportamiento es característico de los

dieléctricos, y la respuesta del dieléctrico al campo exterior está medida por la constante dieléctrica k.

* Las constantes dieléctricas pueden naturalmente medirse de muchos modos distintos. Para un material que contiene moléculas que son dipolos permanentes (aunque no permanentemente orientados en una dirección) existe una relación simple (demostrada, por ejemplo en la ref. 80, apéndice 9, pág. 51) entre la constante dieléctrica k, la polarización P y el campo exterior F, a saber,

$$(\kappa - 1)/4\pi = P/F \qquad (17)$$

Si se mide k y se conoce F, se puede calcular un valor de P. Siguiendo con el razonamiento, P puede expresarse en función del número de moléculas por cm^3 del material, la magnitud conocida $\frac{1}{2}kT$ y el momento dipolar por molécula qd. Como es razonable, en el caso de una molécula como el HCl, atribuir el momento dipolar observado a la separación entre carga positiva y negativa debida a la migración de un electrón de uno de los átomos componentes hacia el otro, puede determinarse así la separación efectiva entre las cargas.

* La polarización inducida es sustancialmente independiente de la temperatura, en rangos bastante grandes. Para variarla, tenemos que cambiar la distribución de los átomos en los distintos estados cuánticos disponibles para ellos. Por otra parte, la porción de polarización debida a la orientación de dipolos permanentes depende fuertemente de la temperatura, porque los choques moleculares tienden a distribuir las direcciones de los ejes dipolares uniformemente, oponiéndose al efecto de ordenamiento del campo eléctrico exterior.

9 Niveles de energía en sólidos; conducción eléctrica

En esta sección daremos una muy breve introducción a la física del estado sólido considerando algunas de las propiedades especiales de los cristales metálicos.

El diagrama de niveles de energía en una molécula es distinto del de cada uno de sus átomos componentes. El diagrama se modifica si se agregan a la estructura átomos adicionales para formar una molécula más complicada. Por ejemplo, los niveles de energía del átomo de H no son los mismos que los de la molécula de H_2; el último difiere del de H_2O y más aún, del de H_2O_2 o peróxido de hidrógeno. Razonando de este modo, podríamos esperar que un cristal de cobre puro tuviera

algunas de las propiedades de una gigantesca molécula, puesto que cada nuevo átomo de Cu agregado debe necesariamente modificar en parte el diagrama previo de fuerzas existentes en el metal sólido. Sin embargo, una vez que el cristal, aunque aún de dimensiones submicroscópicas, ha crecido como para contener un gran número de átomos, digamos 10^6, la adición de un átomo tiene poco efecto sobre los niveles de energía de la estructura total.

El cristal está formado por núcleos, más o menos fijos en posición relativa al centro de gravedad de la estructura, y por los electrones más móviles. Estos últimos no llenan ninguna capa cerrada, ya que los átomos vecinos son idénticos y cada uno posee capas solo parcialmente llenas. En estas circunstancias, se precisa muy poca energía para mover algunos electrones desde sus posiciones normales hasta órbitas más extensas tan poca, en realidad, que se acostumbra considerar que un cristal metálico sólido posee electrones "libres". Surge inmediatamente que los metales de este tipo *deberían* tener una conductividad eléctrica alta debido a que una muy pequeña diferencia de potencial sería suficiente para producir el desplazamiento de los electrones libres a través de la estructura cristalina.

Hasta el año 1928 los investigadores del comportamiento de metales se veían enfrentados con un dilema. Existían algunas comprobaciones de que, en un metal universal como sodio o cobre, todos los electrones de valencia están suficientemente libres como para responder a tensiones aplicadas sumamente pequeñas. En realidad Drude y Lorentz habían propuesto que se consideraran los electrones de valencia como si fueran un gas encerrado en una caja. Con esta hipótesis, la conductividad eléctrica debería tener el valor esperado suponiendo que la energía cinética promedio de un electrón fuera $\frac{3}{2}kT$. Pero si esta opinión fuera correcta los electrones tendrían que contribuir con un término $\frac{3}{2}R$ al calor molar del metal, donde R es la constante universal de los gases (pág. 11). Este hecho no fue verificado. Se demostró que una *pequeña* fracción del calor específico de un metal a altas temperaturas proviene del calentamiento de los electrones, pero la magnitud del efecto estaba en franca contradicción con el modelo del gas perfecto.

La solución del problema fue hallada por Fermi y genialmente desarrollada por Sommerfeld quien consideró las ondas materiales asociadas con los electrones. En la pág. 197 hemos considerado los posibles niveles de energía de electrones que se mueven libremente entre dos paredes impenetrables. La situación es análoga a la que existiría en un *hipotético* metal que permitiera un flujo libre a lo largo de un eje solamente.

Supongamos, por simplicidad, que despreciamos las fuerzas repulsivas entre electrones basándonos en que los campos de los iones positivos, en promedio, anularán dichas repulsiones. Suponemos, sin embargo, que la energía potencial de los electrones tiene un valor negativo constante dentro del metal. Por supuesto, las barreras que evitan el escape a temperaturas ordinarias no son infinitamente altas pero por simplicidad, consideraremos momentáneamente que lo son. En ese caso sería de esperar que al cero absoluto de temperatura, todos los electrones estuvieran en el mínimo estado cuántico, cuya función de onda estacionaria ha sido representada en la pág. 198. Además sería razonable que a cualquier temperatura finita estuvieran distribuidos en los distintos estados, aproximadamente siguiendo la distribución maxwelliana de velocidades (pág. 7).

★ Pero debemos recordar que, en virtud del principio de Pauli, habrá solo dos electrones en cada estado cuántico. Uno de ellos puede tener un número de spin de $+\frac{1}{2}$ y el otro $-\frac{1}{2}$ (estando orientados con referencia a un campo magnético aplicado para nuestra conveniencia, así como en el caso de la discusión respecto de la existencia de solo dos electrones en la capa K de un átomo). Aquellos electrones que no pueden pasar a estados que han sido desocupados por otros, deben ir a estados superiores. Entonces *al cero absoluto de temperatura, los electrones de valencia tienen todavía una gran reserva de energía cinética.* El más alto estado ocupado será aquel que tenga número cuántico $N/2$, donde N es el número total de electrones en todo el material. El impulso para este estado (pág. 198) es

$$p = \frac{(N/2)h}{2a} \tag{18}$$

donde a es la distancia entre ambas barreras constituidas por las caras del bloque. Así la energía máxima que un electrón posee al cero absoluto es $(h^2/2m)\,(N^2/16a^2)$. Supongamos que la sección eficaz de nuestro hipotético bloque metálico, perpendicular al eje X, sea 1 cm^2. Si N_0 es el número de electrones por unidad de longitud de esta columna, $N = N_0 a$ y la máxima energía resulta

$$E_{\max} = (h^2/2m)(N_0{}^2/16) \tag{19}$$

Esta energía máxima es independiente de la longitud del bloque, tal como debe ser. Nótese que si duplicamos la longitud del bloque *habrá el doble de electrones para acomodarse, pero*

la separación uniforme entre los estados cuánticos en la escala de impulsos se reduce en un factor 2, de manera que se produce el doble de estados en el rango comprendido entre impulso cero el valor máximo, a saber, $N_0 h$ 4.

★ Consideremos ahora un metal *real*, en el cual los electrones pueden moverse en todas direcciones, según la teoría clásica. Entonces las ondas materiales pueden tener una gran variedad de direcciones en, por ejemplo, un centímetro cúbico del material; pero no todas las direcciones puesto que la función de onda debe anularse en el contorno. Como antes, *dos* electrones van a cada estado, y el nuevo valor de la energía máxima que remplaza el dado por la ecuación 19, resulta

$$E_{máx} = (h^2/2m)N_1^{2/3}(3/8\pi)^{2/3} \qquad (20)$$

N_1 es el número de electrones de valencia por cm³.

Las figuras 9-15*a* y *b* muestran la ocupación de los estados al cero absoluto y a temperatura finita. Son diagramas de impulsos y un pequeño círculo colocado sobre un nivel energético indica un electrón que lo ocupa. La fig. 9-15*c* representa la distribución de energías del electrón para el cero absoluto y para una temperatura de aproximadamente 1.500°K. La abscisa es proporcional al número de electrones por intervalo unitario de energía. Nótese la pequeñez de $\frac{3}{2}kT$, comparada con el rango total de energías ocupadas por el gas electrónico. Este rango, 5 ev, es aproximadamente válido para el caso del sodio; para otros metales los valores van de 2 a 14 ev. Las distribuciones indicadas se denominan comúnmente distribuciones de Fermi. Observando la curva correspondiente a 0°K vemos que existen porcentajes definidos de electrones libres con energías cinéticas que llegan hasta el valor $E_{máx}$ y *no hay ninguno con energías mayores*. Tal distribución contrasta fuertemente con la distribución de Maxwell-Boltzmann: según esta última, a 0°K todos los electrones debieran estar en su mínimo estado energético.

Supongamos ahora que un electrón, que está bastante bajo en esta banda de niveles llenos, reciba un incremento de energía del orden kT desde el reticulado de iones positivos, o desde los alrededores. ¿A qué estado o nivel energético iría el electrón? La respuesta es que a menos que el electrón reciba suficiente energía como para elevarse completamente sobre la banda completa, no podrá ir a un nuevo estado, y por ello no podrá aceptar el incremento de energía. En consecuencia, si la temperatura de un metal se eleva ligeramente, los únicos electrones que se pueden mover hacia nuevos niveles de energía son los que ya están cerca del extremo superior de la

banda y que ocupan entonces un estado un poco más alto que $E_{máx}$. La gran población de electrones no es afectada por el pequeño aumento de temperatura.

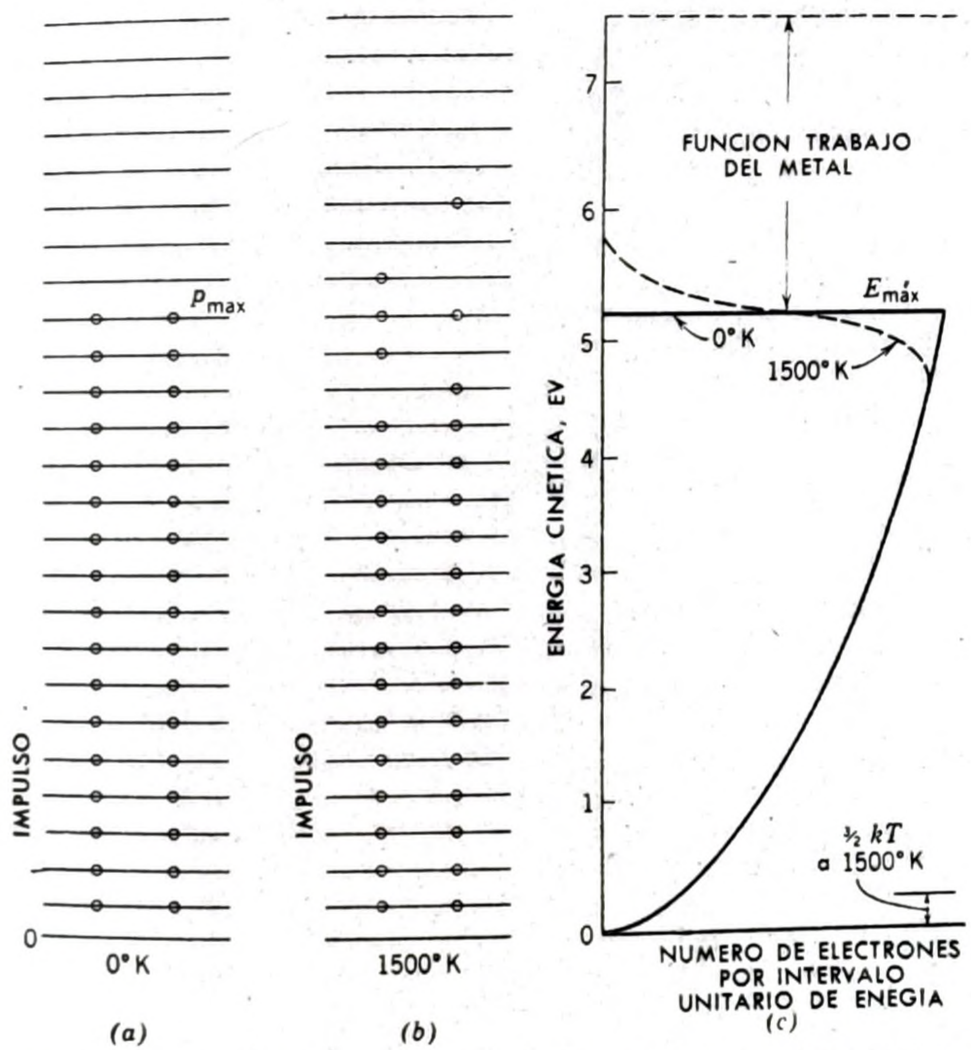


FIG. 9-15. *a*) Ocupación por los electrones de los distintos valores cuantificados de impulso en el cero absoluto de temperatura, en una sustancia que permite solamente movimientos de los electrones paralelos a una única dirección; *b*) lo mismo, a una temperatura finita; *c*) distribuciones de energía a las dos temperaturas elegidas, indicadas por las abscisas de ambas curvas. Los niveles desocupados de energía terminan a un valor que corresponde a tener un electrón libre justo afuera del metal. En un centímetro cúbico de cualquier metal real, el verdadero número de niveles ocupados es muy grande, tan grande que puede considerarse que forman una banda continua.

Aun a tan altas temperaturas como 1.500°K, la distribución se aparta ligeramente de la de 0°K. La curva punteada indica el efecto hallado. Más importante es la porción de curva correspondiente a valores ligeramente mayores que

$E_{máx}$. En lugar de tener un corte abrupto en la energía $E_{máx}$, hay algunos electrones con energías ligeramente superiores y unos pocos con energías mucho más altas, ya que la curva punteada tiende gradualmente al eje vertical. Son justamente los electrones de esta zona los emitidos termoiónicamente cuando se calienta un filamento. A bajas temperaturas, por supuesto, no hay prácticamente emisión termoiónica. Sin embargo los electrones pueden ser extraídos de un metal aun a bajas temperaturas si se les da un incremento de energía por radiación, como en el efecto fotoeléctrico (capítulo III). Tal incremento mueve un electrón hacia arriba en la fig. 9-15*c*.

Vemos aquí, en realidad, el comienzo de una gradual transición de la distribución de Fermi a 0°K al tipo de Maxwell-Boltzmann. Experimentalmente, para muy altas temperaturas, la distribución de Fermi tiende a la de Maxwell-Boltzmann pero mucho antes que esto ocurra ya han sido sobrepasados los puntos de ebullición de todos los materiales. La transición no es completa para un gas electrónico hasta que la densidad se hace pequeña comparada con la de un metal y la temperatura alcanza algunas decenas de miles de grados, temperaturas solo conocidas en las estrellas, en las explosiones de fisión nuclear y en las descargas eléctricas.

La incapacidad de la gran mayoría de los electrones para aceptar energía térmica significa, por supuesto, que su contribución al calor específico es relativamente pequeña, de acuerdo con la experiencia. Hemos dicho al principio que la teoría de Drude y Lorentz predecía la conductividad eléctrica en orden de magnitud pero no podía explicar el calor específico. Pero ahora el problema es el inverso. El bajo calor específico electrónico es explicado mediante el modelo de Fermi-Sommerfeld. ¿Puede el modelo dar valores correctos de la conductividad eléctrica cuando solo los electrones de muy alta energía pueden aceptar efectivamente energía proveniente de un pequeño campo eléctrico aplicado? Para responder a esta pregunta tenemos que calcular los libres caminos medios de estos electrones rápidos porque son los choques con iones positivos y otros electrones los que limitan sus velocidades adquiridas y dan una conductividad finita al metal. Los libres caminos medios han sido revaluados. Los valores resultantes de la conductividad están de acuerdo con los valores experimentales.

Otros perfeccionamientos en los niveles de energía se obtienen usando un modelo mejor del potencial en el que se mueven los electrones. Este potencial es, por supuesto, periódico en el espacio porque los iones están dispuesto en un reticulado cristalino. Se demuestra que el pasaje a un potencial perió-

dico hace que los niveles energéticos aparezcan en grupos separados o bandas. Es decir, existen regiones de energía en las cuales pueden estar los niveles, separadas por regiones en los que no hay niveles. Estos vacíos entre regiones permitidas pueden tener varios electrón-voltios de ancho. Entonces, si los electrones disponibles llenan una región permitida, los choques térmicos ordinarios no pueden llevarlos a energías mayores y tenemos un excelente aislador. Si los electrones no llegan a llenar una banda pocos se pueden mover hacia energías más altas, de manera que tenemos un pobre conductor eléctrico. Para todos los materiales el principio de Pauli es la guía segura para comprender las propiedades térmicas, eléctricas y magnéticas. Explica satisfactoriamente muchos efectos que no pueden ser tratados con la teoría clásica.

Tenemos que considerar ahora si otras partículas elementales tienen el mismo comportamiento. Cuando se trata un sistema de partículas exactamente iguales, mediante la mecánica ondulatoria, se halla que hay solo dos posibilidades mutuamente excluyentes. *O* las partículas obedecen la ley de distribución de Fermi de modo que solo un número limitado va a un estado dado de energía; *o* bien obedecen una ley de distribución llamada de Bose y Einstein y el número que puede ocupar un estado dado de energía es ilimitado. En el primer caso, el número que puede llegar a un estado energético dado es $2s + 1$, siendo s el spin de una partícula.

Esta situación se resume brevemente diciendo que una partícula obedece la estadística de Fermi, o la de Bose, según el caso.

Hasta el presente se ha hallado que las partículas con spin 1/2 obedecen la ley de distribución de Fermi mientras los fotones, que poseen spin 1 según ciertas teorías, obedecen la distribución de Bose (ver apéndice 3). Sin embargo no se sabe si existe una correlación necesaria, entre el spin y el tipo de estadística, que se aplique a todas las partículas.

El hecho de que los fotones obedezcan la estadística de Bose es la explicación básica de la distribución de Planck de la energía de radiación de un cuerpo negro. En un sentido, las partículas de Bose actúan como si se alentaran una a otra a ocupar el mismo estado energético. El efecto es mecánico-ondulatorio tal como en el caso de las partículas de Fermi, que actúan como si se "evitaran" entre sí. Este efecto no tiene equivalente en la mecánica clásica y no debe considerarse como acción de una fuerza.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 47, 58, 73, 80, 81.

PROBLEMAS

1. Mediante un análisis químico se halla que un gas contiene 14 partes en peso de nitrógeno y 16 partes de oxígeno. ¿Cuál es la fórmula química correcta si el gas tiene una densidad de 0,00268 g/cm^3 en condiciones normales?

2. Determinar la razón del calor específico a presión constante al calor específico a volumen constante para un gas que posee seis grados de libertad (tres de traslación y tres de rotación).

3. ¿A qué temperatura la energía cinética promedio de traslación de la molécula de hidrógeno es igual a la energía de rotación en el segundo estado cuántico? Suponer que el momento de inercia de la molécula de hidrógeno es $0{,}48 \times 10^{-40}$ g cm^2.

4. Determinar la separación de las líneas, expresada en cm^{-1}, en la banda de rotación pura del HBr, sabiendo que la distancia entre núcleos es $1{,}42 \times 10^{-8}$ cm. Suponer que el núcleo pesado de bromo permanece fijo en el espacio.

5. Calcular la razón de las diferencias de energía entre los dos primeros niveles de vibración y los dos primeros niveles de rotación del HF cuyo momento de inercia es $1{,}35 \times 10^{-40}$ g cm^2 y cuyo número de onda de vibración es 3.987 cm^{-1}.

6. Se sabe que el cloro tiene isótopos cuyos pesos atómicos son 35 y 37. Suponiendo que las oscilaciones de los núcleos son armónicas simples y que el número de onda de vibración de la molécula $Cl^{35}Cl^{35}$ es 2.940,8 cm^{-1}, calcular el de la molécula de $Cl^{35}Cl^{37}$.

7. Dibujar un diagrama de niveles de energía que muestre la convergencia de las líneas de una banda electrónica a una cabeza.

8. Predecir el esquema de líneas Raman de rotación en la proximidad de una línea excitante para la molécula de HBr. Obtener los datos necesarios a partir del problema 4, y dar solo las distancias de algunas líneas a la línea origen, en cm^{-1}. ¿Qué conclusiones se sacarían fotografiando estas líneas Raman?

9. ¿Podría investigarse el espectro de rotación de la molécula poco ligada del Hg_2 mediante métodos de microondas? Si así fuera, en qué región estaría?

10. Calcular la constante dieléctrica del gas xenón a temperatura y presión normal.

11. Buscar la densidad del potasio a muy baja temperatura. Calcular el número de electrones de valencia por cm^3 y calcular la máxima energía cinética que aparecería en la distribución de Fermi. Buscar también el umbral fotoeléctrico del potasio y hallar la profundidad del pozo de potencial simple que representa el metal.

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. N_2O_2
2. 1,33
3. 110°K.
4. 16,5 cm^{-1}. Es necesario calcular primero el momento de inercia de la molécula.
5. 96.
6. 2.900,8 cm^{-1}; la diferencia entre las frecuencias de emisión es 40,0 cm^{-1}.
8. Las líneas van a aparecer a cada lado de la línea de origen. Cada grupo se asemejará al espectro de rotación del HBr siendo un grupo la imagen especular del otro.
10. 1,00136. La polarización P por átomo está dada en el texto. La polarización por cm^3 debe deducirse de ella.
11. Aprox. 0,90 g/cm^3 a 100°K; $1{,}35 \times 10^{22}$ electrones/cm^3; 2,1 ev; 4,16 ev en el umbral de 6.000 A.

CAPíTULO X

RADIACTIVIDAD

1. Breve esquema

Comenzaremos ahora el estudio del núcleo atómico, estructura compleja dentro del átomo mismo, y de las partículas fundamentales. El núcleo es un conjunto de protones y neutrones que se mueven muy cerca uno de otro por acción de fuerzas que les imprimen velocidades comparables a la de la luz. Los núcleos de varios elementos pesados son inestables. Emiten espontáneamente partículas cargadas de alta energía y, en muchos casos, radiaciones electromagnéticas de corta longitud de onda; por ello se dice que son radiactivos. Otros núcleos radiactivos pueden crearse a partir de núcleos estables bombardeándolos con neutrones, protones, etcétera.

Parecería lógico comenzar con las propiedades de las partículas elementales energéticas y luego considerar el núcleo como una estructura compuesta. Sin embargo es más conveniente comenzar este capítulo con un breve estudio de los elementos naturalmente radiactivos. Luego discutiremos las energías de las partículas que emiten y obtendremos algunas conclusiones referentes a los niveles de energía nucleares. El capítulo XI está dedicado a los métodos usados para detectar partículas individuales y a sus propiedades. Este estudio prepara el camino para considerar las reacciones nucleares y la estructura en el capítulo XII, con las aplicaciones agrupadas en el capítulo XIII. Finalmente el capítulo XIV estudia los rayos cósmicos; es principalmente un estudio de las partículas y núcleos dotados de energías mayores que las que les puede dar el hombre.

Radiactividad natural. Las entidades emitidas por sustancias naturalmente radiactivas se clasifican en tres clases:

1. Algunas sustancias radiactivas emiten núcleos de helio, llamados *partículas alfa*, y tales sustancias se denominan emisores alfa.

2. Otras emiten electrones rápidos llamados *partículas beta* y tales sustancias se llaman emisores beta.

3. Ciertas sustancias de ambos tipos emiten *rayos gamma* que constan de fotones, generalmente mucho más energéticos y penetrantes que los rayos X característicos de los elementos pesados (pág. 158).

Siguiendo la norma usual hablaremos a menudo de *rayos* alfa y beta en lugar de partículas alfa y beta. Los tres tipos de rayos son agentes para el estudio de los cambios que se producen dentro del núcleo. Desde 1896 hasta 1919 las investigaciones radiactivas tendían casi exclusivamente al estudio de sus propiedades, pero se progresó poco en el conocimiento de la estructura nuclear debido al estado no desarrollado de la teoría cuántica. Retrospectivamente, algunos de los primeros descubrimientos indicaban claramente que los principios generales de la mecánica cuántica valen dentro del núcleo. Las partículas alfa de una especie nuclear dada tienen energías bien definidas; esto significa que existen estados estacionarios de energía dentro del núcleo. Además los rayos gamma forman un espectro de líneas monocromáticas. Sus longitudes de onda pueden medirse mediante el método del cristal (pág. 319), y la energía cedida por un núcleo que emite un rayo gamma de frecuencia ν es $h\nu$. Tales espectros nucleares pueden analizarse en forma análoga a los espectros emitidos por los electrones planetarios, y de este modo podemos determinar los estados energéticos cuantificados de un núcleo. Gradualmente se llegó a la conclusión de que la rapidez del progreso dependía del éxito obtenido al bombardear el núcleo con partículas de alta velocidad.

Transmutación con partículas alfa. En 1919 Rutherford pudo dividir núcleos artificialmente. Bombardeando nitrógeno con partículas alfa energéticas provenientes de un elemento naturalmente radiactivo, el nitrógeno emitía protones. En estas experiencias la partícula alfa, de masa atómica 4, se unía al núcleo de nitrógeno de masa atómica 14 y la estructura así formada emitía un protón. El núcleo remanente correspondía a un tipo entonces desconocido de oxígeno, cuya masa atómica era 17 en vez de 16. Éste fue el primer caso de transmutación de elementos, sueño del alquimista. Entre 1920 y 1930, varios elementos livianos fueron transmutados con partículas alfa pero no se progresó mucho debido a que el núcleo constituía un blanco muy pequeño. En los casos más favorables se necesitaba muchos millones de partículas alfa para hacer que una de ellas produjera una desintegración.

Fuentes artificiales de partículas energéticas. Era necesario poseer urgentemente fuentes más intensas de proyectiles atómicos de alta energía. Los físicos vieron que era posible impartir las velocidades necesarias a los iones positivos que se hallan en tubos de vacío de alta tensión. Las experiencias de este tipo fueron realizadas por los físicos americanos Breit, Tuve, Hafstad, Lauritsen y Lawrence y por los ingleses Cockroft y Walton, poco antes de 1930. Las primeras transmutaciones producidas por partículas que habían sido sometidas a una elevada tensión fueron anunciadas por Cockroft y Walton en 1930. Luego comenzó un período de intensa actividad que trajo como consecuencia el descubrimiento de una gran variedad de transmutaciones. Las partículas cargadas usadas para el bombardeo son generalmente protones y deuterones, por una razón muy simple. Cuanto menor es la carga positiva del proyectil, menos repelida es por el campo eléctrico de cualquier núcleo sobre el que incida, de manera que los protones y deuterones de una energía dada son más fácilmente empleados que otras partículas de la misma energía pero de carga mayor.

Neutrones; radiactividad inducida; neutrinos. Las investigaciones sobre desintegración artificial produjeron el descubrimiento del neutrón en 1932. Chadwick, siguiendo trabajos muy interesantes de Bothe y de Curie-Joliot y señora, demostró la existencia de esta partícula que posee una masa ligeramente mayor que la del protón y no tienen carga eléctrica detectable. En 1934 los Curie-Joliot hicieron un descubrimiento muy importante. Bombardeando aluminio con partículas alfa obtuvieron fósforo y neutrones, según la ecuación de reacción

$$Al^{27} + He^4 \rightarrow P^{30} + n^1$$

donde con n se indica el neutrón y los índices superiores son los números de masa. El fósforo así formado era inestable y emitía rayos y partículas de manera análoga a los elementos radiactivos pesados.

Fermi unió estos dos descubrimientos demostrando que los neutrones pueden usarse para trasmutar elementos que están en todo el sistema periódico y, que en muchos casos, los isótopos formados son radiactivos. Los neutrones tienen una alta eficiencia en la producción de trasmutaciones, simplemente porque no poseen carga y se pueden acercar a un núcleo de cualquier número atómico. En realidad, a pequeñas distancias, sufren una atracción.

En este mismo período se sugirió que, cuando se emite un rayo beta, también abandona el núcleo una partícula neutra llamada neutrino.

El positrón. En 1932 Anderson descubrió el electrón positivo, o *positrón*. En los rayos cósmicos existen rayos gamma de alta energía. Anderson halló que estos rayos podían producir positrones y electrones, en pares. Muy pronto pudo efectuarse en el laboratorio la producción de pares usando rayos gamma provenientes de materiales radiactivos. Este proceso no es creación de materia a partir de la nada; es la transformación directa de energía electromagnética en energía en forma de materia; solo puede producirse en el intenso campo próximo a una partícula cargada. El núcleo actúa como catalizador. El proceso inverso, en el cual un positrón choca con un electrón próximo al núcleo, también sucede. El positrón y el electrón se aniquilan y aparece un rayo gamma. Sin embargo otro modo de aniquilación es mucho más frecuente: un positrón choca con un electrón, sustancialmente libre, y dos rayos gamma emergen del choque.

Mesones. En 1937 Anderson y Neddermeyer, como asimismo Street y Stevenson, descubrieron independientemente mesones positivos y negativos en los rayos cósmicos. Estas partículas cargadas eran inestables. Sus masas eran intermedias entre las del electrón y el protón. En 1947 Lattes, Muirhead, Occhialini y Powell, en Bristol, establecieron la existencia de dos tipos, mesones pi y mesones mu. Éste fue el punto de partida de un nuevo campo de estudio que veremos en el capítulo XIV.

Notación para las reacciones nucleares. Indicaremos las partículas incidentes comunes mediante los símbolos

$$p, \quad d, \quad \alpha, \quad n, \quad y \quad \gamma$$

correspondientes respectivamente a protón, deuterón, partícula alfa, neutrón y rayo gamma. El símbolo υ indica al neutrino. A menudo resulta conveniente tener una notación abreviada para las reacciones; por ejemplo, la reacción entre aluminio y una partícula alfa, mediante la cual se produce fósforo y un neutrón, se escribe

$$Al^{27}(\alpha, n)P^{30}$$

2. El descubrimiento de la radiactividad

Radiactividad del uranio y del torio. El descubrimiento de la radiactividad fue inspirado por las experiencias de Röntgen, en 1895, que demostraron que cuando los rayos catódicos inciden sobre las paredes de vidrio de un tubo de descarga se producen rayos X. Pocas semanas después se le ocurrió a Henri Becquerel que los rayos X podían estar relacionados con la fosforescencia del vidrio. Trató de determinar si las sustancias fosforescentes emiten rayos penetrantes de carácter análogo. Su procedimiento consistió en hacer fosforescente una sustancia exponiéndola a una luz intensa, y luego colocarla en la parte superior de una placa fotográfica envuelta en papel negro. En febrero de 1896 Becquerel anunció que había obtenido resultados positivos con una sal de uranio. En unos pocos días, sin embargo, reconoció que el fenómeno no tenía nada que ver con la fosforescencia ya que también los compuestos no-fosforecentes del uranio afectaban la placa.

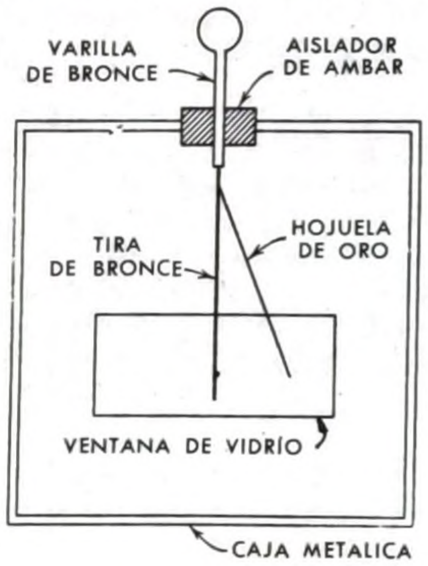


FIG. 10-1. Electroscopio simple.

Becquerel se dio cuenta entonces de que el uranio es una fuente natural de rayos penetrantes y utilizó el término "radiactivo" para indicar esta propiedad. La intensidad de los rayos producidos por varias sales de uranio era proporcional a su contenido de uranio, salvo pequeñas variaciones causadas por la absorción en el mismo material.

La posibilidad de los rayos de ionizar la atmósfera circundante pudo demostrarse con un electroscopio como el que se ve en la fig. 10-1.

Una caja metálica, provista de ventanas, contiene una tira metálica vertical sostenida por una varilla que pasa por un aislador de ámbar. La parte superior de un trozo rectangular de una hojuela de oro se une a la tira metálica. Si la tira y la hojuela están cargadas, la tira repele a la hojuela que entonces adopta la posición indicada. Si se acerca ahora una sustancia radiactiva se producen iones dentro del electroscopio. Los de un signo van hacia la pared; los de signo opuesto, hacia la tira y la hojuela. La carga en el sistema aislado se neutraliza gradualmente y la hojuela cae. El movimiento puede ser seguido con un microscopio de largo foco que posea en el ocular una escala sobre la que se vea la imagen de la hojuela. De este modo pueden efectuarse mediciones de la velocidad de ionización con una precisión del 1 por ciento. El método electroscópico de detección resultó extremadamente sensible comparado con la placa fotográfica y fue empleado en la búsqueda de otros elementos radiactivos.

Descubrimiento del radio. En abril de 1898 G. C. Schmidt y madame Curie anunciaron el descubrimiento de la radiactividad del torio. Madame Curie efectuó una investigación sistemática de muchos minerales, pero solo aquellos que poseían torio o uranio mostraron actividad. Advirtió también que ciertos minerales de uranio tenían una actividad varias veces mayor, gramo por gramo, que el uranio metálico. Esta observación sugirió la presencia de un nuevo elemento, más activo que el uranio. Madame Curie y su esposo Pierre Curie trataron de aislar este elemento mediante un procedimiento químico directo pero muy laborioso. Trazaron la sustancia activa por el método eléctrico, a través de un gran número de fraccionamientos y precipitaciones. A fines de 1898 los Curie juntamente con Bémont, anunciaron el descubrimiento del *radio*, elemento muy activo perteneciente a la segunda columna de la tabla periódica.

Otros descubrimientos de actividades naturales. Hasta 1918 fueron descubiertos aproximadamente 40 isótopos radiactivos (fig. 10-3) cuyos números de masa eran superiores a 206 y sus números atómicos mayores que 80. Además, el potasio, el rubidio y tres elementos más del sexto período del cuadro (apéndice 5) poseen isótopos ligeramente radiactivos. Los materiales radiactivos son continuamente producidos en la atmósfera, y cerca de la superficie terrestre, mediante el bombardeo de rayos cósmicos, pero los efectos debidos a la desintegración de tales materiales son tan diminutos que su detección constituye una técnica especializada.

Algunos elementos no son hallados en la corteza terrestre porque todos sus isótopos son de vida tan corta que han decaído a cantidades insignificantes en el curso del tiempo geológico. Mediante bombardeo o usando pilas de reacción en cadena, según el caso, se han producido los elementos 43, 61, 85, 87, así como los elementos 93 a 100 inclusive.

3. Desintegración de elementos radiactivos

Ley de desintegración. Si una solución que contiene radio se coloca en un recipiente cerrado de vidrio, después de unos días, se descubre que el aire que flota sobre la solución posee un débil brillo cuando se lo mira en la oscuridad. Si se extrae el aire del recipiente, el brillo desaparece con él. Esto demuestra que se produce un gas al desintegrarse el radio y que este mismo gas es radiactivo. El radio tiene propiedades químicas análogas a las del bario. La carga del núcleo de radio es $88e$. Además, su proceso de desintegración consiste en la emisión por el núcleo de una partícula alfa cuya carga es $2e$. La carga del núcleo residual es entonces $86e$ y los electrones planetarios son ahora demasiado numerosos. Si el nuevo átomo formado es neutro dos de ellos deben irse, y así sucede. Por analogía con los elementos que anteceden al bario en la tabla periódica, la nueva sustancia debe ser un gas raro. El nombre dado originalmente a este gas fue radio emanación, y en la actualidad se lo denomina radón.

El radón a su vez se desintegra emitiendo una partícula alfa pero existe una gran diferencia entre su comportamiento y el del radio. Mientras la cantidad de radio en una preparación dada disminuye únicamente un 0,06 % en un año, un ejemplar de radón aislado de su radio madre, disminuye a la mitad de la cantidad original en 3,825 días. Lo que es aún más notable, la mitad restante se reduce nuevamente a la mitad después de otro período de 3,825 días, y así sucesivamente. La ley según la cual disminuye la intensidad del preparado es simple. El número promedio de átomos de radón que decaen en un intervalo de tiempo Δt, muy pequeño comparado con 3,8 días, es

$$-\Delta N = \lambda N \Delta t \qquad (1)$$

donde N es el número presente al comienzo del intervalo y λ es una constante. El mismo tipo de ley vale para todos los elementos radiactivos. El significado de λ se ve en seguida si ponemos $N = 1$ y $\Delta t = 1$ seg. Es la probabilidad de que un solo átomo se desintegre en 1 seg y es llamada *constante de*

desintegración para el elemento en cuestión. Si los átomos del preparado son muy numerosos puede deducirse de la expresión 1, análogamente al razonamiento de la pág. 131, que

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (2)$$

siendo N el número de átomos que sobreviven al tiempo t y N_0 el número existente al tiempo cero. La figura 10-2 muestra el tipo de variación representado por la ecuación 2.

Período y vida media. Cuanto mayor sea λ, menor será el *período*, o sea, el tiempo T requerido por el elemento para decaer a la mitad de su cantidad original. Para hallar el período escribimos $N = N_0/2$. Entonces $\frac{1}{2} = e^{-\lambda T}$, y

$$T = \frac{\log_e 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda} \qquad (3)$$

Esta magnitud no debe confundirse con la *vida media*, que resulta igual a $1/\lambda$.

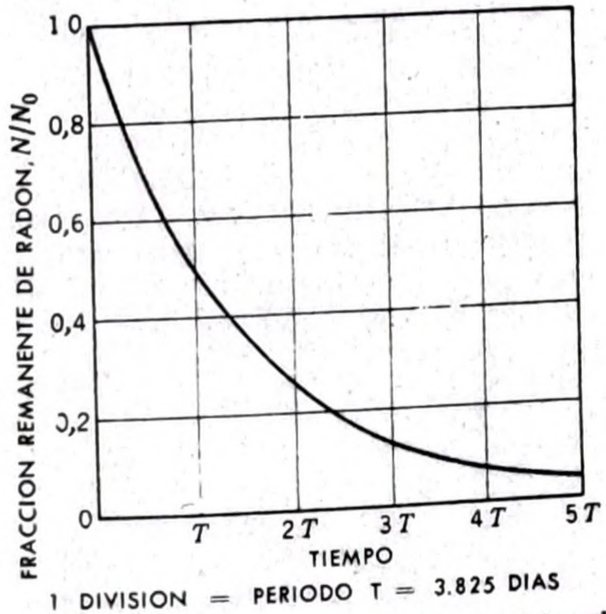


FIG. 10-2. Curva de desintegración del radón.

Equilibrio radiactivo. Si se coloca radio en un recipiente cerrado, el radón se acumulará hasta que el número de átomos que se desintegran por unidad de tiempo sea igual al número formado a partir del radio por unidad de tiempo; es decir, en virtud de la ecuación 1,

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren al radio y radón, respectivamente. Cuando vale esta relación decimos que se ha establecido el equilibrio. Más generalmente, cuando varias sustancias de una serie radiactiva están en equilibrio, el producto del número de átomos por la constante de desintegración es el mismo para todas ellas.

★ **El curie, unidad de actividad.** El usuario de un preparado radiactivo está más interesado en el número de desintegraciones por unidad de tiempo que en el número de átomos presente. Experiencias directas han demostrado que, en 1 g de radio, $3{,}71 \times 10^{10}$ átomos se desintegran por segundo. Toda fuente que produzca este número de desintegraciones por segundo, se dice que tiene una actividad de 1 curie. Anteriormente se usaba una definición menos amplia, aplicable solo al radón. En los trabajos de medicina el mili-curie es la unidad usual.

★ **Cómo se determina la constante de desintegración de un elemento de vida larga.** Para un elemento de muy larga vida, como el uranio, sería difícil observar la disminución en la cantidad presente aun si pudiéramos seguir el peso de una muestra desde el comienzo de la vida humana hasta el presente. Para determinar T se usa un método de contaje. El uranio consta de tres isótopos, uranio 234, 235 y 238, que emiten partículas alfa de distintos alcances. Un gramo de uranio 238 emite $1{,}2 \times 10^4$ partículas alfa por segundo, siendo el número de átomos por gramo de uranio 238, $2{,}55 \times 10^{21}$. En virtud de la ecuación 1, la probabilidad de que un átomo individual decaiga en 1 seg es:

$$\frac{1{,}2 \times 10^4}{2{,}55 \times 10^{21}} = 4.7 \times 10^{-18}\ \text{seg}^{-1}$$

Éste es el valor de la constante de desintegración y, por la ecuación 3, el período resulta 4,6 billones de años. Este dato se usa para determinar las edades de rocas calculando el plomo producido (fig. 10-3) a partir del uranio presente en el momento de formación. Cuando más viejo sea el mineral mayor será la razón del contenido de plomo al uranio presente, siempre que no haya sufrido una solución diferencial. De esta manera se establece que el tiempo transcurrido desde la solidificación de la corteza terrestre es por lo menos de 1.800 millones de años. En la actualidad se estima la edad de la corteza en unos 3.000 millones de años.

4. Carácter estadístico de la desintegración radiactiva

La ecuación de desintegración 2 es solo una ley estadística que vale para un gran número de átomos. Si estudiamos la desintegración de una pequeña cantidad de material radiactivo mediante cualquier método que registre la desintegración de átomos individuales hallaremos fluctuaciones en los intervalos entre sucesivas desintegraciones. Surge aquí la pregunta: ¿las longitudes de estos intervalos están distribuidas de la manera que debe esperarse para el caso en que la probabilidad de desintegración en un tiempo dado sea *independiente* de la edad de los átomos? Las experiencias sobre la distribución de longitudes de intervalos indican que la probabilidad de desintegración no depende de la edad. Por ejemplo, en el radón las probabilidades de que un átomo cualquiera decaiga o sobreviva son iguales en el período de 3,825 días, después de haber comenzado a estudiar su comportamiento, sin tener en cuenta la longitud de tiempo que ya haya vivido. Es como si los átomos no sufrieran un efecto de envejecimiento (en realidad, esto parece bastante razonable) sino que se desintegrarán por acción de algún agente que operara siguiendo las leyes de la probabilidad. *No podemos predecir qué le sucederá a un átomo individual. Solo cuando hablamos de números de átomos lo suficientemente grandes como para uniformar las variaciones individuales, llegamos a las relaciones simples que hemos visto.*

5. Los elementos radiactivos naturales

La familia del uranio. Hemos considerado la producción del radón a partir de la desintegración del radio. La masa atómica del radio es 226, y su átomo hijo de radón debería tener una masa atómica de 222, ya que ha perdido una partícula alfa. Esta transformación forma parte de un interesante esquema. La figura 10-3 muestra las relaciones genéticas entre los elementos radiactivos naturales que se dividen en tres grupos: serie del uranio, serie del torio y serie del actinio. La serie del actinio tiene su origen en el isótopo 235 del uranio. En esta figura se representa horizontalmente el número atómico y verticalmente, la masa atómica.

Las masas atómicas en las tres series son del tipo $4n + 2$, $4n$ y $4n + 3$, respectivamente, donde n es un entero. Los miembros de una cuarta serie, cuyas masas eran del tipo $4n + 1$, fueron por primera vez obtenidos mediante el bombardeo del torio con neutrones, por Curie-Joliot, Halban y

Preiswerk. Los cortos períodos que hallaron demostraron que no podemos esperar encontrar estas sustancias en minerales radiactivos naturales. Son miembros de una cadena encabezada por el neptunio 237 y por ello esta cadena se denomina familia del neptunio. También existe una cadena lateral encabezada por el Pa^{230}, estudiada por Studier y Hyde. Omitimos la inclusión de estas series en la fig. 10-3, por simplicidad.

Las tres series producidas naturalmente son muy similares, de manera que nos concentraremos en la familia del uranio. El uranio 238 tiene número atómico 92. Es un emisor alfa que da origen a un isótopo de corta vida, emisor beta, uranio X_1, de masa atómica 234 y número atómico 90. (Esta sustancia *no* es un isótopo del uranio puesto que el número atómico es distinto; como tampoco lo son el radio A, B, etc., del radio.) El uranio X_2 difiere en masa del uranio X_1 únicamente por la masa del electrón emitido; la carga neta del núcleo debería ser de 91 unidades. El uranio X_2 es también un emisor beta, y argumentos análogos nos llevan a la conclusión de que su producto debería tener masa atómica 234 y número atómico 92; en otras palabras, tendría que ser un isótopo del uranio. Esta identificación se ve confirmada mediante experimentos químicos. La emisión sucesiva de dos partículas alfa nos lleva al radio. Este elemento debería tener un número atómico de 88 y un peso atómico de 226, de acuerdo con la experiencia.

Ley del desplazamiento. Este proceso es un ejemplo de las leyes de desplazamiento radiactivo debidas a Soddy, Fajans y Russell: *Cuando un elemento sufre una desintegración alfa se produce una pérdida de dos unidades de carga nuclear positiva y cuatro unidades de masa atómica. El núcleo se mueve dos lugares hacia abajo en la tabla periódica. En la desintegración beta se pierde un electrón. El núcleo se mueve un lugar hacia arriba en la tabla periódica y la masa atómica permanece constante, salvo la pérdida del electrón.*

Actualmente estas leyes parecen obvias pero originalmente no era así, y su descubrimiento ordenó un campo que estaba en estado caótico. Señalaron el camino a seguir para el descubrimiento de nuevas sustancias radiactivas e isótopos noradiactivos. Indicaron que el plomo proveniente de minerales ricos en uranio debía tener una masa atómica distinta de la del plomo extraído de minerales de torio. La figura 10-3 muestra que el radio G, el producto final de la familia del uranio, es un isótopo del plomo con una masa atómica de 206. El radio G no se desintegra, según las cantidades que se pueden detectar

hasta el momento. En consecuencia, si todo el plomo de un mineral de uranio se obtuviera por desintegración del uranio la masa atómica debería ser 206, en números redondos. Aná-

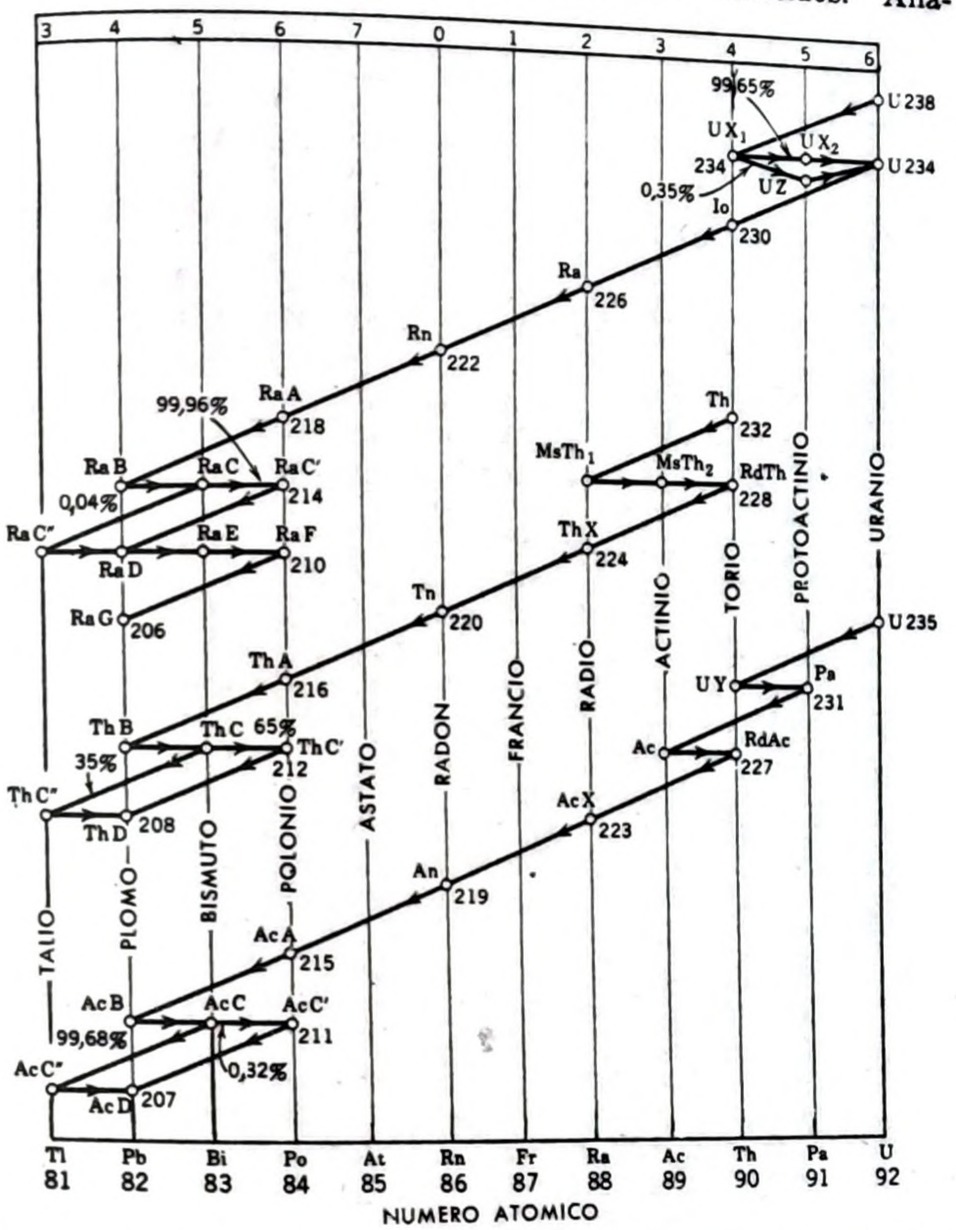


FIG. 10-3. Relaciones genéticas de los elementos radiactivos naturales. La emisión de partícula alfa se indica mediante una flecha diagonal de dos unidades hacia la izquierda, la emisión de partícula beta mediante una flecha horizontal de una unidad hacia la derecha. Todos los átomos que están en una línea vertical son isótopos del mismo elemento. Por ejemplo, Ra C, Ra E, Th C y Ac C coinciden con el Bi 214, Bi 210, Bi 212 y Bi 211, respectivamente. Las denominaciones de radioactinio (Rd Ac), ionio (Io), mesotorio (Ms Th) y actinón (An) provienen de los primeros estudios efectuados sobre radiactividad.

logamente, la masa atómica del plomo obtenido mediante la desintegración del torio debería ser 208. Como referencia, algunos minerales de uranio han dado valores de peso atómico menores que 206,0 y una cierta torita dio 207,9. En general, un mineral radiactivo contiene plomo producido por las tres series radiactivas, así como plomo ordinario presente originalmente. Este plomo original es una mezcla de los isótopos 206, 207 y 208, con un peso atómico de 207,2.

★ **Ramificación.** Cuando se guarda radón durante unas horas en un recipiente y luego se lo extrae por bombeo, el recipiente aún puede afectar un electroscopio. En realidad, prácticamente toda la actividad de rayos gamma permanece dentro del recipiente pero esta actividad cae rápidamente en comparación con el radón, que decae a la mitad de su valor original en una hora. Esto significa que los productos de desintegración del radón han permanecido en las paredes y que poseen períodos cortos. Los primeros dos productos, radio A y radio B, no exigen comentario alguno, pero en el radio C se produce una ramificación de la serie. Esta sustancia puede emitir una partícula alfa o una partícula beta. De 10.000 átomos que se desintegran, solo cuatro dan partículas alfa. Estos últimos forman átomos de radio C″, que luego sufre una transformación beta. Por otra parte, si el átomo de radio C emite una partícula beta formando radio C′, este átomo casi inmediatamente emite una partícula alfa. En ambos casos el residuo es un átomo de radio D. Un proceso análogo de dos alternativas de desintegración se produce en las familias del torio y el actinio, como asimismo en muchos otros casos.

6. Energía de partículas individuales y rayos gamma

Al considerar las energías de las partículas y rayos gamma emitidos por materiales radiactivos es conveniente usar como unidad de energía un millón de electrón-voltios (1 Mev); 1 Mev es equivalente a $1{,}6 \times 10^{-6}$ ergios. Otra unidad, usada mucho al hablar de electrones tan rápidos que es necesario considerar su variación de masa, es m_0c^2, energía en reposo del electrón, equivalente a 0,511 Mev.

En general las partículas alfa son mucho más energéticas que las partículas beta y los rayos gamma. Aparte de ciertas complicaciones consideradas en la sección 9, la energía de las partículas alfa provenientes de un núcleo dado es una cantidad bien definida. En la serie del uranio va de 4 a 8 Mev. El cuadro 10-1 presenta datos sobre las propiedades de desintegración del radio y varios de sus descendientes. Se indican las energías de las partículas alfa y sus alcances en aire. El núcleo retrocede cuando emite un partícula (o un fotón), debido a que debe conservarse el impulso total del sistema núcleo-partícula. El núcleo móvil es llamado átomo de retroceso. En el caso de emisión de una partícula alfa no debe despreciarse la energía del núcleo de retroceso.

CUADRO 10-1. PROPIEDADES DE DESINTEGRACIÓN DEL RADIO Y DE ALGUNOS DE SUS DESCENDIENTES

Elemento	*Período*	*Constante de desintegración (por seg)*	*Partícula emitida*	*Energía de rayo alfa (Mev)*	*Alcance en aire a 15°C y 760 mm de presión (cm)*
Radio	1.600 años	$1{,}37 \times 10^{-11}$	Alfa	4,74	3,39
Radón	3,82 días	$2{,}10 \times 10^{-6}$	Alfa	5,44	4,12
Radio A	3,05 min	$3{,}79 \times 10^{-3}$	Alfa	5,97	4,72
Radio B	26,8 min	$4{,}31 \times 10^{-4}$	Beta	—	—
Radio C	19,7 min	$5{,}86 \times 10^{-4}$	Alfa o beta	5,45–5,51 —	4,04–3,97 —
Radio C′	10^{-6} seg	10^{-6} aprox.	Alfa	7,68	6,97
Radio C″	1,32 min	$8{,}75 \times 10^{-3}$	Beta	—	—
Radio D	25 años	$1{,}37 \times 10^{-9}$	Beta	—	—

Las partículas beta se agrupan en dos clases. En primer lugar, los núcleos emisores beta emiten partículas que tienen un *espectro continuo* de energías, entre cero y un valor máximo característico de la sustancia. Segundo, en el caso de emisores alfa y emisores beta, el núcleo queda a menudo en un estado excitado después de desintegrarse. Como veremos en las secciones 10 y 11, emite entonces rayos gamma. Estos actúan sobre los electrones planetarios del átomo a manera de efecto fotoeléctrico interno; los electrones planetarios emitidos tienen energías definidas y constituyen el espectro de rayos beta secundarios o *espectro de línea*. Los electrones que forman el espectro continuo son considerablemente más numerosos que los del espectro de líneas.

Como para los rayos gamma, el núcleo puede emitir uno o varios sucesivamente; son monocromáticos. El espectro de rayos gamma puede contener cualquier número de líneas desde 1 a posiblemente 50, pero en general el número es pequeño.

Las energías de los rayos beta nucleares y de los rayos gamma van desde algunos kev hasta varios Mev. Estas consideraciones se aplican a los rayos gamma emitidos por un núcleo. Los electrones y otras partículas provenientes de aceleradores de alta energía pueden producir radiaciones electromagnéticas de longitud de onda aún más corta, cuando se los frena por choques en un blanco (capítulo V).

Efectos caloricos. La producción de partículas rápidas y rayos gamma mantiene un tubo de radio a una temperatura ligeramente mayor que la ambiente; un gramo de radio, junto con sus productos, emite 140 gramo cal/hora. La mayoría de este calor es producido por disipación de la energía cinética de las partículas alfa y sus átomos madres. La distribución es la siguiente:

Partículas alfa y átomos de retroceso	124 cal/h
Partículas beta	6,3 cal/h
Rayos gamma	9,4 cal/h

7. Espectrógrafos magnéticos

Estudiando las velocidades de emisión de las partículas alfa y beta se ha aclarado notablemente el mecanismo de la desintegración radiactiva. Un instrumento adecuado para este propósito es el espectrógrafo magnético. Primero describiremos un tipo especial para mediciones de rayos beta. Este instrumento separa un haz de electrones en lo que podría llamarse espectro de velocidades utilizando el hecho de que la desviación de un electrón en un campo magnético depende de su velocidad. Cuando un electrón de velocidad v se mueve perpendicularmente a las líneas de fuerza de un campo magnético uniforme de intensidad H, experimenta una fuerza Hev perpendicular al campo y a su propia velocidad (pág. 37). El electrón se mueve sobre un círculo de radio R, tal que

$$Hev = mv^2/R \qquad (4)$$

donde e y H están expresados en unidades electromagnéticas. Esta ecuación expresa que la fuerza de desviación es igual al producto de la masa por la aceleración dirigida hacia el centro. En consecuencia,

$$v = HR(e/m) \qquad (5)$$

Como e/m es conocido y H puede medirse, con esta fórmula calculamos la velocidad de un electrón rápido una vez conoci-

do el radio de su trayectoria. Este proceso se realiza en una cámara chata, altamente evacuada, colocada entre las piezas polares de un gran imán como se indica en la fig. 10-4. Q es una fuente de partículas beta, generalmente un alambre recubierto con material radiactivo. Mediante la ancha ranura S se selecciona un haz muy delgado de partículas beta. El campo magnético es perpendicular al plano del papel, y en la posición indicada se coloca una placa fotográfica. Esta placa está protegida, por un bloque de plomo, de la acción directa de los rayos gamma. Deben tomarse precauciones para mantener la intensidad del campo constante durante una exposición, que puede durar horas o días. En la figura indicamos tres posibles trayectorias para un electrón de velocidad dada, QAO, QBO y QCO; todos estos círculos tienen el mismo radio. Los puntos en los cuales tres electrones que atraviesan estas tres trayectorias, respectivamente, inciden sobre la placa están muy próximos entre sí debido a que todos los círculos deben tocar su envolvente (arco punteado) en la proximidad de O.

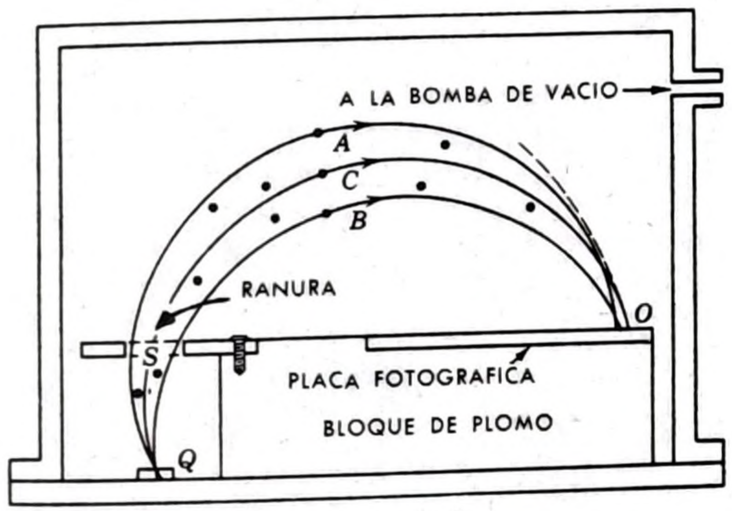


FIG. 10-4. Espectrógrafo magnético.

Esta "propiedad de enfoque" del aparato lo convierte en un instrumento de precisión. Si el haz está compuesto por electrones de una sola velocidad definida veremos en el punto O una raya negra, más nítida del lado más alejado de la fuente, que se desvanece gradualmente del otro lado, donde inciden los electrones después de seguir trayectorias tales como QAO y QBO. Los rayos de otras velocidades se enfocan, por supuesto, en otros puntos. La figura 10-9, que representa una fotografía típica, se discute en la pág. 320. Las "líneas" se identifican dando los correspondientes valores de HR.

En la pág. 38 hemos visto que la masa m de una partícula aumenta con su velocidad v, según la relación $m = m_0/\sqrt{1-\beta^2}$ donde m_0 es la masa en estado de reposo y $\beta = v/c$. La variación de la masa no altera la ecuación 4 en nuestra consideración del espectrógrafo magnético. La ecuación 5 también es correcta pero, como m depende de v, hay que tener en cuenta esto para obtener la velocidad. El impulso está siempre dado por eHR. En el capítulo II, sección 4, demostramos que la energía cinética de una partícula rápida era

$$T = mc^2 - m_0c^2 = m_0c^2\left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right] \qquad (6)$$

que se reduce a $\frac{1}{2}m_0v^2$ cuando v es pequeña comparada con c.

8. Espectros de rayos alfa

El espectrógrafo magnético ha sido usado para medir las energías de rayos alfa. Debido a su gran impulso, el producto HR es mucho mayor que para rayos beta y por ello el aparato usado debe ser más grande y el campo, más intenso. Así, Rosenblum utilizó un espectrógrafo de 75 cm de diámetro colocándolo entre los polos de un gran electroimán. Sus resultados sirvieron para aclarar el fenómeno de la emisión de rayos alfa. Durante mucho tiempo se creyó que todas las partículas alfa emitidas por una sustancia radiactiva tenían el mismo alcance y en consecuencia, la misma energía. A pesar de que esto vale para muchos emisores alfa, existen excepciones de dos tipos.

FIG. 10-5. Espectro de rayos alfa del torio C (según Rosenblum).

En primer lugar, Rosenblum descubrió que ciertos emisores alfa emiten varios grupos de partículas de distintas energías bastante próximo. La figura 10-5 muestra los grupos del torio C. Por simplicidad, discutiremos el espectro del radio, que emite sólo dos grupos. A partir de las velocidades de estos rayos podemos demostrar que, cuando el radio se desintegra, la energía cinética de la partícula alfa y del núcleo de retroceso es 4,869 o bien 4,684 Mev. La interpretación

aceptada se ilustra mediante el diagrama muy aumentado de energías de la fig. 10-6. Por simplicidad despreciamos la energía cinética relativamente pequeña del núcleo de retroceso. Si se emite una partícula "rápida", el núcleo hijo del radón queda en su estado normal; si se emite una partícula "lenta", el núcleo hijo queda en un estado excitado que está a $4{,}869 - 4{,}684 = 0{,}185$ Mev sobre el estado normal. En consecuencia, el núcleo excitado de radón emitirá un rayo gamma cuya energía será 0,185 Mev. En realidad el espectro de rayos gamma emitido en la desintegración del radio consta de una sola línea de energía 0,189 Mev, cifra que coincide con la predicha cuando se consideran los límites de error.

En segundo lugar existen tres emisores alfa de vida muy corta, Ra C′, Th C′ y Ac C′, que emiten algunas partículas cuyos alcances son mucho mayores que los de sus partículas alfa "normales", como puede verse en la pág. 333. La explicación está ilustrada por la fig. 10-7. Cuando se desintegra

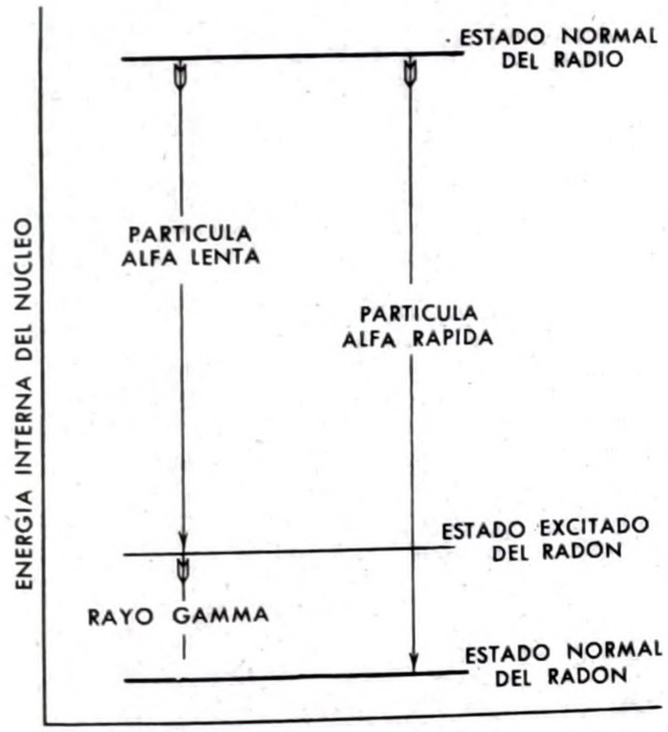


FIG. 10-6. **Pérdidas de energía asociadas con la emisión de 1) una partícula alfa rápida, ó 2) una partícula alfa lenta y un rayo gamma, en la desintegración del radio.**

el Th C, el núcleo de la sustancia hija Th C′ queda normalmente en el estado normal y emite partículas alfa cuyo alcance es 8,6 cm, pero muy difícilmente queda en un estado excitado. Entonces puede emitir un rayo gamma pero el Th C′ tiene vida

tan corta que puede emitir una partícula alfa antes que tenga lugar la pérdida de un rayo gamma. En este caso obtenemos una partícula de largo alcance cuya energía es igual a la del rayo gamma más la de la partícula alfa "normal".

El aspecto importante es que existen niveles de energía del núcleo y *podemos hallar las distancias entre niveles de energía nucleares directamente a partir de las mediciones de energías de partículas alfa*, teniendo en cuenta la energía cinética calculada del núcleo de retroceso.

9. Espectros de rayos gamma

También se pueden hallar niveles de energía nucleares en los estudios de rayos gamma usando métodos con cristales como los empleados en el dominio de los rayos X. Las longitudes

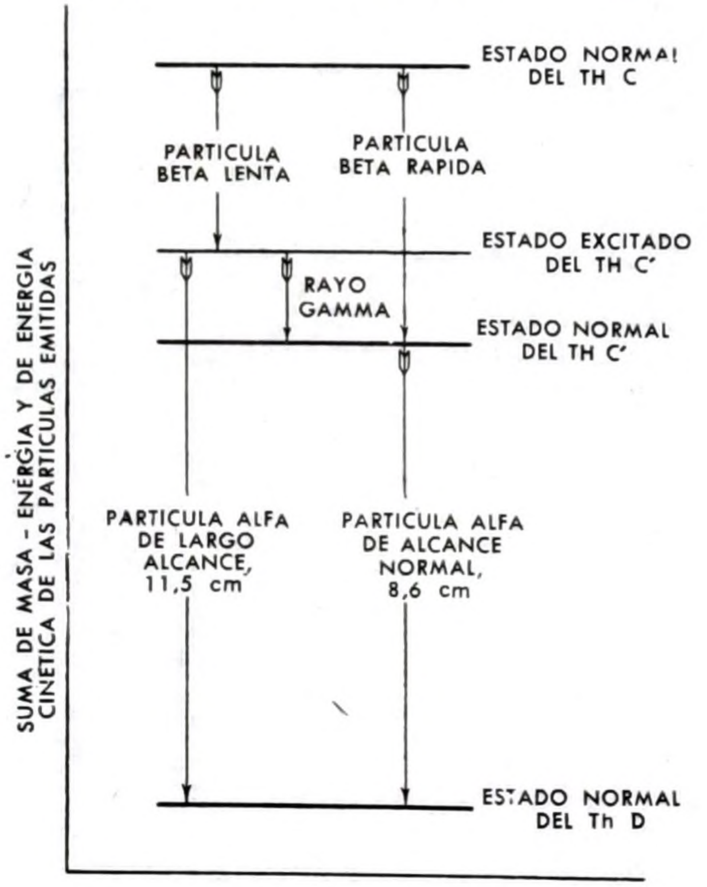


FIG. 10-7. Pérdidas de energía asociadas con la formación del núcleo de torio C', sea en un estado excitado o en su estado normal. Si queda en un estado excitado, este núcleo puede emitir una partícula alfa de mayor energía que las "normales". En ambos casos el átomo hijo es torio D.

de onda son tan cortas que son necesarios aparatos especiales. En un dispositivo diseñado por Rutherford y Andrade (fig. 10-8) un haz de rayos gamma, proveniente de un tubo de radio en forma de aguja, pasa a través de una ancha ranura colocada entre bloques de plomo *L*. En este haz divergente habrá fotones correspondientes a una dada longitud de onda, que se mueven en la dirección que satisface la condición de Bragg (pág. 143) de reflexión en planos cristalinos paralelos al eje de la figura y *perpendiculares* al plano del diagrama. Por simetría, los cuantos de todas las longitudes de onda atravesarán una ranura *F* colocada detrás del cristal a igual distancia a la que está la fuente del mismo. Después de pasar por esta ranura, formada por pantallas de plomo para eliminar la radiación, los rayos divergen y ennegrecen una placa fotográfica situada a considerable distancia detrás de *F*. También pueden usarse contadores de Geiger (pág. 330). Como es posible medir el ángulo de reflexión, podemos determinar las longitudes de onda de las líneas de rayos gamma.

CUADRO 10-2. RAYOS GAMMA DE UNA FUENTE DE RADIO B (SEGÚN ELLIS)

Longitud de onda (unidades X)	Energía (Mev)	Número de líneas de rayos beta debidas a rayos gamma
232,8	0,0529	8
51,2	0,2406	3
47,9	0,2571	2
41,9	0,2937	2
35,2	0,3499	4

Mediante este método, y otro explicado en la sección 10, se demuestra que una fuente de radio B emite rayos gamma cuyas energías son las indicadas en el cuadro 10-2. Existen,

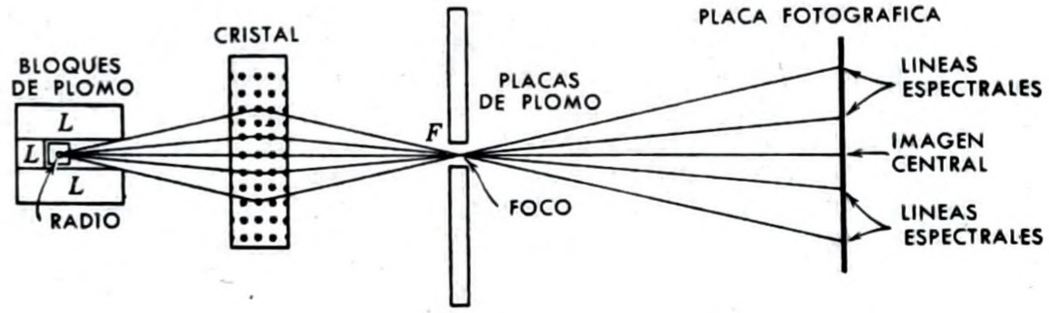


FIG. 10-8. Espectrógrafo de rayos gamma de Rutherford-Andrade

sin duda, otras energías. Estas líneas son, por supuesto, debidas al átomo de la sustancia *hija*, radio C. Se puede analizar este conjunto de líneas, así como analizamos un espectro óptico, para determinar los niveles de energía del núcleo que las emite. Nótese, por ejemplo, que la energía de la cuarta línea en el cuadro es la suma de las de la primera y segunda línea, dentro de los límites del error experimental. Esta relación indica la existencia de tres niveles separados por los intervalos 0,0529 y 0,2406 Mev. Otro caso puede verse en la pág. 360.

10. Espectros de líneas de rayos beta

Como dijimos en la sección 6, los rayos beta son de dos clases: electrones secundarios emitidos por las capas planetarias por acción fotoeléctrica de los rayos gamma del núcleo y electrones de desintegración provenientes directamente del núcleo, que poseen una distribución continua de velocidades. La figura 10-9 muestra el espectro de rayos beta del radio D, obtenido por Curtiss. Existen cinco líneas en este espectro; cada una representa el impacto en la placa de electrones secundarios de una velocidad definida. Además hay un ennegrecimiento general. Los electrones de desintegración del Ra D poseen energías mucho menores que los que forman las líneas pero son mucho más numerosos que aquéllos. Los electrones de desintegración dispersados por las ranuras y otras partes del aparato contribuyen al fondo.

Si W es la energía necesaria para arrancar un electrón secundario, su energía cinética T está dada por la ecuación del efecto fotoeléctrico (pág. 100),

$$T = h\nu - W \tag{7}$$

Consideramos aquí electrones de alta velocidad, de manera que debemos usar la expresión 6 para la energía cinética.

Si el fotoelectrón proviene de la capa K, la energía necesaria para separarlo del átomo la llamaremos W_k y así sucesivamente. Los rayos gamma de una frecuencia dada pueden producir fotoelectrones de varias velocidades diferentes; es decir, pueden originar un grupo de líneas en el espectro de rayos beta. Si están presentes varias frecuencias, habrá muchos grupos de este tipo. El espectro de la fig. 10-9 es simple pues está producido por rayos gamma de una sola energía. Esta energía no es lo suficientemente grande como para emitir electrones K. En todos los casos examinados hasta

ahora los rayos gamma y los electrones secundarios son emitidos después de la emisión del electrón primario del núcleo.

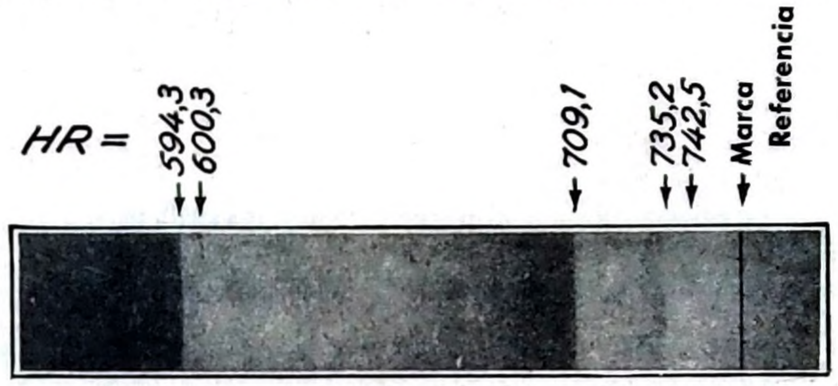


FIG. 10-9. Espectro de rayos beta del radio D (según Curtiss). Este es el aspecto de la placa expuesta y revelada de la fig. 10-4, mirándola desde arriba.

El razonamiento que lleva a esta conclusión puede ilustrarse considerando la figura. Cuando un rayo gamma emite un electrón secundario de la capa M, su energía cinética es

$$T_M = h\nu - W_M \tag{7a}$$

Cuando un rayo gamma de la misma frecuencia emite un electrón de la capa L, su energía cinética es

$$T_L = h\nu - W_L \tag{7b}$$

Restando ambas expresiones hallamos que debería haber dos grupos de electrones diferentes en energía en la cantidad $W_L - W_M$. Si la emisión del electrón secundario se produce después de la desintegración, la diferencia $W_L - W_M$ debería corresponder al *elemento hijo*, radio E, que es un isótopo del bismuto. Existen dos grupos fuertes para los cuales los valores de HR, producto de la intensidad del campo por el radio, son 594,3 y 709,1, respectivamente. Difieren en energía en 12.380 ev. Mediante experiencias con rayos X, como las descritas en la pág. 161, se halla que $W_L - W_M$ es 12.400 ev para el radio E mientras que el correspondiente valor para la sustancia madre, radio D, es 12.020 voltios. La concordancia para el radio E es mejor de lo que podríamos esperar por los errores experimentales. Esta comprobación demuestra que los electrones extranucleares se han acomodado a la condición apropiada a un elemento de número atómico 83 después de la desintegración, antes de emitir el rayo gamma nuclear.

A partir de los potenciales de ionización conocidos de las distintas capas electrónicas (pág. 159), y de las velocidades medidas de los electrones secundarios, podemos determinar las frecuencias de los rayos gamma nucleares mediante las ecuaciones 6 y 7. Por ejemplo, la línea más intensa de la fig. 10-9 en la extrema izquierda, tiene su origen en la emisión de electrones desde la capa L_1 del radio E, siendo el potencial de ionización de esta capa 16.360 ev. La energía de los electrones emitidos es 30.330 ev. Sumando ambas obtenemos la energía del cuanto de rayos gamma; resulta 46.690 ev, correspondiendo a una longitud de onda de 264 unidades X, o sea 0,264 Å.

11. Espectros continuos de rayos beta

El espectro continuo de partículas beta se investiga remplazando la placa fotográfica de un espectrógrafo magnético por una cámara de ionización (o un contador de Geiger) detrás de una ranura fina cubierta con un diafragma lo suficientemente delgado como para transmitir las partículas incidentes. El campo magnético se fija primero en un valor dado, y partículas de una cierta energía penetran por la ranura; luego se varía el campo y pasan partículas de otra energía. Así, paso a paso podemos determinar los números relativos de electrones de distintas velocidades. La figura 10-10 exhibe la curva de Scott para el radio E. La máxima energía que aparece en un espectro beta es difícil de determinar pero varias investigaciones más recientes que la de Scott han dado resultados concordantes. Los electrones más rápidos emitidos por este núcleo tienen una energía de 1,17 Mev y la energía promedio es 0,39 Mev. A. C. G. Mitchell y sus colegas han contribuído mucho a nuestro conocimiento experimental

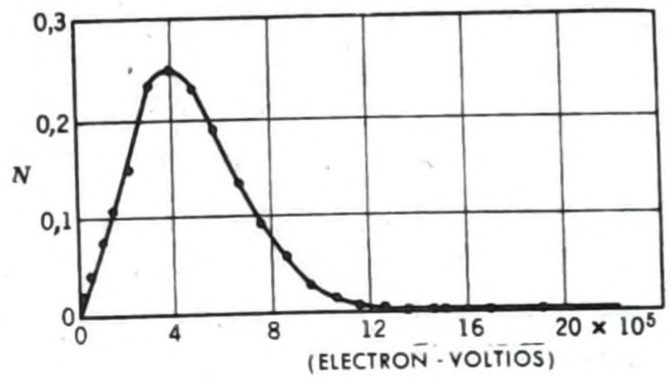


FIG. 10-10. Distribución de energías de los electrones de desintegración del radio E (según Scott).

del espectro beta continuo. Por ejemplo, un artículo debido a Langer y Price del año 1949 contenía mediciones precisas de la forma de un número de espectros. Algunos de ellos se acomodaban a una curva predicha por una teoría de Fermi. Otros espectros, incluyendo el del radio E, se acomodaban a teorías modificadas debido a los cambios de spin nuclear asociados con la emisión beta.

Para explicar estos espectros se supuso originalmente que los electrones de desintegración que tienen una energía menor que el máximo han sido frenados al pasar por la materia de la que está constituida la fuente; pero esto no puede ser cierto puesto que los electrones secundarios también se habrían frenado y no podríamos observar los grupos de energía definida considerados en la sección 10.

Además, si el electrón de desintegración promedio perdiera un gran porcentaje de su energía en choques, esta energía aparecería como calor. Ellis y Wooster probaron que esto no sucede mediante mediciones calorimétricas del calor total liberado por el radio. Hallaron que cuando se desintegra el radio E, la energía promedio *observable* liberada por átomo es 0,390 Mev. En la actualidad se cree que la diferencia entre la máxima energía posible y la energía real de una partícula beta es transferida a una partícula neutra, el neutrino, que no fue interceptado y absorbido en el calorímetro de Ellis y Wooster, y por ello no contribuye al efecto de calentamiento. La comprobación de esta opinión se discute en la pág. 360.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 19, 43, 49, 55, 61, 79, 88, 98.

PROBLEMAS Y EJERCICIOS

1. Comparar la carga y masa de la partícula alfa con la del protón.
2. Explicar las denominaciones rayo beta y rayo gamma.
3. ¿Qué proceso de investigación y deducción condujo al descubrimiento del radio?
4. Establecer la ecuación que describe la desintegración de una sustancia radiactiva, definiendo todos los símbolos usados.
5. Usando el número de Avogadro y un cuadro de pesos atómicos, demostrar que un gramo de elemento radio contiene aproximadamente $2{,}6 \times 10^{21}$ átomos.
6. Mediante experiencias de contaje, 1 g de radio produce $3{,}71 \times 10^{10}$ partículas alfa por segundo. Hallar la constante de desintegración, el período y la vida media.
7. ¿Cuánto helio es producido en 1 año por un gramo de radio?

Despreciar la producción de helio por los productos de desintegración.

8. El período del radón es 3,825 días. ¿Cuál es a) la constante de desintegración λ? b) ¿Su vida media?

9. Un milicurie de radón se encierra en cierto instante en un recipiente. ¿Cuándo habrá 1/10 de milicurie presente?

10. ¿Cuál es el volumen de 1 milicurie de radón a 0°C y 76 cm de presión?

11. Supongamos tener cuatro átomos de una sustancia cuyo período es 5 min. ¿Cuál es la probabilidad de que los cuatro sobrevivan después de transcurridos 5 min?

12. Establecer la ley del desplazamiento radiactivo. Usarla para determinar qué se produce por desintegración beta del potasio.

13. Usar la ley del desplazamiento radiactivo para demostrar que los isótopos producidos por desintegración del Ra C′ y Ra C″ son idénticos.

14. La velocidad de las partículas alfa del polonio es $1{,}6 \times 10^9$ cm/seg, y el peso atómico del polonio es 210. ¿Cuál es la velocidad del átomo de retroceso?

15. La velocidad de una partícula alfa del radio C′ es $1{,}92 \times 10^9$ cm/seg. Despreciando la variación de masa con la velocidad, calcular su energía en ergs.

16. Comparar en forma aproximada la energía de una partícula de un millón de voltios con la entregada cuando un alfiler común se detiene después de haber caído 1 mm desde la posición de reposo.

17. La energía interna de un electrón en reposo es m_0c^2. Expresar esta energía en ergs y en unidades de millón de electrón-voltios (Mev).

18. ¿Cuánto vale el producto HR para un electrón cuya velocidad es $0.9c$? ¿Cuál es el radio de la trayectoria en un campo magnético de 3.000 oersteds?

19. Una partícula beta tiene una velocidad igual a 0,99 veces la velocidad de la luz. Hallar su energía cinética en ergs y compararla con su energía en reposo.

20. ¿A qué caída de potencial debe estar sometido un electrón para adquirir una velocidad igual a 0,99 veces la de la luz?

21. Se necesita un imán para obtener espectros de velocidad de partículas alfa. Por razones de economía, el diámetro de las piezas polares no debe exceder los 75 cm. ¿Qué campo será menester para curvar las trayectorias de las partículas alfa del radio C′ a un radio de 30 cm? Su velocidad es $1{,}92 \times 10^9$ cm/seg.

22. ¿A qué ángulo se reflejarán en el primer orden de Bragg rayos gamma con una longitud de onda de 0,01 A, si inciden sobre una serie de planos cristalinos con un espaciado de 3 A?

23. En un espectrógrafo de rayos beta aparece una línea de rayos beta intensa del radio B correspondiente a un radio de curvatura de 6 cm, cuando la intensidad H del campo magnético es 323 oersteds. *a*) ¿Cuál es la energía cinética de las partículas beta que constituyen la línea si se desprecia la variación de masa con la velocidad? *b*) ¿Cuál es la energía correspondiente a la expresión "relativista" correcta?

24. El análisis demuestra que las partículas beta del problema 23 provienen de la capa K del átomo hijo, radio C. El potencial de ionización de esta capa es $0{,}899 \times 10^5$ ev *a*) ¿Cuál es la energía del rayo gamma nuclear que emiten estas partículas? *b*) ¿Cuál es su longitud de onda en angstroms?

25. ¿Cuál es la comprobación de que los rayos gamma son emitidos *después* que el núcleo ha sufrido una desintegración?

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

6. $1{,}38 \times 10^{-11}$ por seg; período = 1.590 años; vida media = 2.295 años.
7. 0,0432 cm³/año.
8. *a*) $2{,}10 \times 10^{-6}$ por seg; *b*) 5,52 días.
9. 12,7 días.
10. $6{,}53 \times 10^{-7}$ cm³.
11. 1/16.
12. Calcio.
14. $3{,}1 \times 10^7$ cm/seg.
15. $12{,}2 \times 10^{-6}$ ergios.
16. La energía de la partícula es aproximadamente 1 millonésimo de la del alfiler.
17. $8{,}19 \times 10^{-7}$ ergios, 0,511 Mev.
18. HR = 3.520; 1,17 cm. Debe utilizarse la masa relativista.
19. $4{,}98 \times 10^{-6}$ ergios o sea 6,1 veces la energía en reposo.
20. 3,11 Mev.
21. 13.300 oersteds.
22. $1{,}7 \times 10^{-3}$ rad.
23. *a*) $5{,}28 \times 10^{-7}$ ergios; *b*) $4{,}20 \times 10^{-7}$ ergios.
24. *a*) $5{,}64 \times 10^{-7}$ ergios; *b*) 0,0355 A.

CAPÍTULO XI

PARTÍCULAS ELEMENTALES

1. Lista de partículas elementales

Nuestro conocimiento actual de las partículas elementales se debe en gran parte a los estudios de bombardeo nuclear y a investigaciones de rayos cósmicos. No tiene mucho sentido hacer la cronología. Más útil nos será hacer la lista de actores en este drama atómico, describir los instrumentos usados para su detección y discutir separadamente las propiedades de cada partícula. La discusión de los mesones, sin embargo, se pospone por conveniencia al capítulo XIV.

Aplicamos el adjetivo de "elementales" a estas partículas, en el sentido de que son las más pequeñas entidades que podemos reconocer. Eventualmente algunas de ellas se dividirán en partículas aún más pequeñas. El apéndice 3 muestra las propiedades de todas las partículas cuya existencia era bien segura en 1953. En este capítulo desarrollaremos la historia de la interacción de cada tipo de partícula con la radiación y con otras partículas. Los hechos principales se resumen en el cuadro del apéndice 4, que el lector deberá consultar frecuentemente.

¿Por qué la Naturaleza muestra preferencia por determinados paquetes de energía en la construcción de la materia estable? En este punto estamos en la frontera del conocimiento, de manera que interesa decir algunas palabras sobre lo que *no* conocemos. No sabemos por qué las cargas del positrón y del electrón son iguales pero en la pág. 358 discutiremos la opinión de Dirac de que el positrón es simplemente un electrón en estado de energía negativa. Aún no se ha demostrado completamente que las cargas de los mesones conocidos hasta ahora sean iguales a las de los electrones, pero este hecho parece altamente probable. El neutrón es inestable, y se desintegra en un protón y un electrón negativo. Con esta base, la igualdad de cargas del protón y del electrón surge automáticamente.

No tenemos ninguna teoría simple para explicar la razón de la masa del protón a la masa del electrón, o las razones correspondientes para mesones. Eddington ha formulado una teoría para calcular la razón de masas de protón a electrón M_p/m_0 así como otros cocientes que aparecen en física atómica. Sus conceptos son tan novedosos y de tan largo alcance que su aceptación, rechazo o modificación es un tema para el futuro.

El momento magnético intrínseco de una partícula de masa m es del orden de $(h/2\pi)$ $(e/2mc)$. Los múltiplos no enteros de esta cantidad que aparecen en el protón y neutrón (apéndice 3) han producido cierto asombro, y no existe ninguna teoría generalmente aceptada mediante la cual puedan calcularse.

Finalmente, no conocemos las fuerzas entre protón y neutrón salvo en orden de magnitud; por ello no existe una teoría exacta del núcleo compuesto más simple, el deuterón, análoga a la teoría de Bohr del átomo de hidrógeno.

En vista de la tendencia general a asociar un campo con cada tipo de partícula conocida, el lector puede preguntarse si hay alguna evidencia de una partícula "gravitón" correspondiente al campo gravitatorio, o de un polo magnético libre. Ambas han sido muy discutidas. Los físicos no se inclinan a considerar al neutrón como una partícula fundamental de naturaleza gravitatoria puesto que se puede dividir en dos cargas. Quizás el neutrino podría considerarse como la partícula asociada únicamente con el campo gravitatorio, pero esto no es cierto. La debilidad de la fuerza gravitatoria ha evitado la observación de cualquier gravitón real producido por la aceleración de los cuerpos mediante fuerzas gravitatorias solamente. Las experiencias proyectadas para descubrir un polo magnético libre han dado resultado negativo. Sería de desear una ulterior experimentación sobre estos temas.

2. Detección de partículas individuales y fotones

Todas las partículas mencionadas en el apéndice 3 pueden ser detectadas individualmente mediante distintos métodos. A menudo la elección del detector se basa más en la simplicidad, tamaño reducido y velocidad de respuesta, que en la sensibilidad. Todos los métodos que vamos a describir hacen uso de la ionización producida por las partículas a detectar o por los electrones y núcleos que ellas ponen en movimiento por choque.

★ **Electroscopios y amplificadores sensibles.** Los instrumentos clásicos para mediciones radiactivas eran el electroscopio (pág. 304) y el electrómetro de cuadrantes. Estos aparatos eran usados ordinariamente a sensibilidades muy por debajo de la necesaria para el estudio de partículas alfa individuales; aunque se pueden construir tipos de ambos que puedan detectar una partícula alfa individual y medir con un error de algunos porcientos el número de iones que ella produce. Estos instrumentos fueron remplazados por la válvula electrómetro y el amplificador lineal, que se utilizan esencialmente como se indica en la fig. 11-1*a*. El primero es un tubo simple de muy alta corriente de amplificación, diseñado de manera de obtener una gran estabilidad de operación. Las corrientes de fugas a la grilla son suprimidas mediante una evacuación muy cuidadosa y manteniendo todas las diferencias de potencial por debajo del potencial de ionización del gas residual, con el resultado de que pueden medirse corrientes de

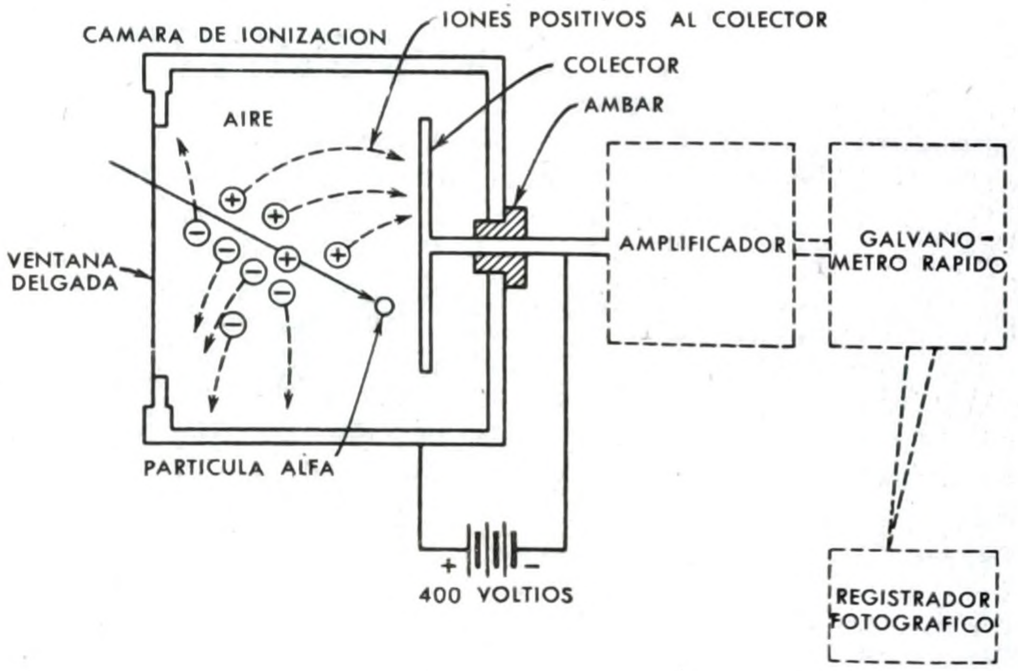


FIG. 11-1*a*. Amplificación de la ionización producida por una sola partícula.

algunos cientos de electrones por segundo. La válvula es también un detector altamente sensible de pequeñas cantidades de carga. Una sola partícula alfa cuya energía sea de algunos Mev produce de cien a doscientos mil pares de iones

cuando hace todo su recorrido en aire ordinario. Si los iones de un signo son capturados por la grilla de una válvula electrómetro, la variación de tensión de grilla es de varios milivoltios y la variación de corriente de plaza puede producir una gran desviación en un galvanómetro sensible. Esta válvula se usa en algunas investigaciones debido a que lleva la sensibilidad hasta el límite impuesto por las fluctuaciones térmicas. En la mayoría de los casos puede remplazarse por un amplificador lineal de varias etapas y bajo ruido. Se llega a obtener ganancias de voltaje de 10^6 o más para las partículas registradoras que atraviesan pequeñas cámaras de ionización.

★ **Contadores de centelleo.** La pantalla de centelleo se forma dispersando una fina capa translúcida de cristales de sulfuro de cinc fosforescentes sobre una placa de vidrio untada con aceite de castor, que sirve como cemento. Cuando se bombardea la pantalla con partículas alfa podemos observar, mediante un microscopio, un pequeño destello luminoso en el lugar en que incide la partícula. Este efecto puede observarse en la mayoría de los relojes que poseen cuadrantes luminosos. Se observan los destellos a través de un amplificador de baja potencia después de haber mantenido el ojo unos minutos en la oscuridad. Es difícil efectuar cuentas visuales exactas de los centelleos; es por ello que el método entró en desuso en 1920; pero era evidente que podía resultar útil si se remplazaba el ojo por un fototubo adecuado. Las fotoválvulas comunes no tienen la sensibilidad necesaria. Sin embargo el fotomultiplicador, válvula que permite una gran amplificación, sirve para este propósito. Se descubrió que el antraceno y otros cristales dan pulsos de fluorescencia por la acción de electrones y rayos gamma. La gran ventaja de tales contadores de centelleo es su alta eficiencia en rayos gamma, por ejemplo, 20 %, comparada con menos del 1 % para contadores Geiger ordinarios. El uso del cristal da un volumen relativamente grande para la absorción de los rayos.

★ **Contadores de cristal de conductividad.** Estos cristales de centelleo deben distinguirse de otro tipo de contador de cristal, de los que son ejemplos el cloruro de plata y el diamante, en los cuales un impulso de ionización producido por la liberación de electrones en el cristal es detectado mediante electrodos aplicados. Estos dispositivos exigen normalmente la temperatura del aire líquido para su operación satisfactoria, y en la actualidad se está tratando de salvar este inconveniente.

★ **Tubos contadores.** El contador de Geiger-Müller, o tubo contador (fig. 11-1*b*) es un instrumento muy versátil para detectar tanto partículas cargadas como rayos gamma. En su forma original, constaba de un tubo metálico con tapones

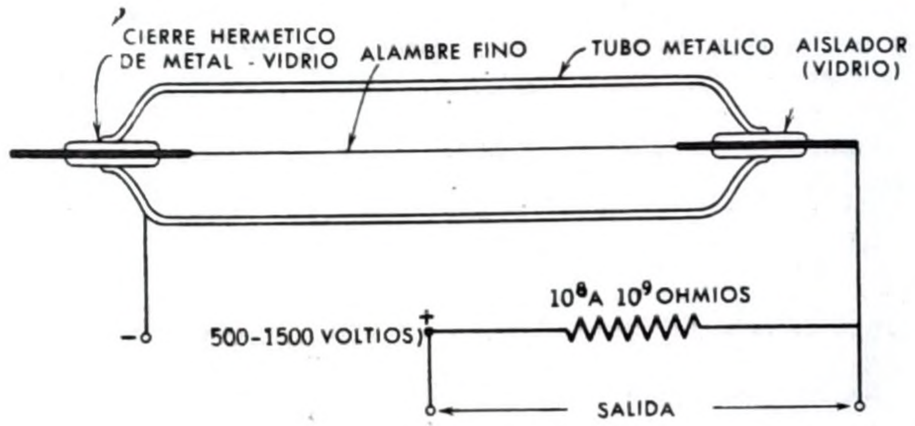


FIG. 11-1*b*. Tubo contador y el circuito original muy simple que sirve para operarlo. Este circuito tiene un tiempo de recuperación largo, y generalmente se usan circuitos de extinción o mezclas gaseosas de autoextinción que permiten altas velocidades de contaje.

aisladores en cada extremo por los cuales se hacía pasar un fino alambre central. Entre el alambre central y la envoltura exterior se conecta una batería cuya fem es de varios cientos de voltios. Una resistencia de 10^8 o 10^9 ohmios limita la corriente. El tubo se llena con cualquier gas común a una presión de algunos cm de Hg y la tensión se ajusta a un valor que está por debajo del correspondiente a una descarga espontánea. Si una partícula alfa o beta entra en el tubo, los iones que produce inician una descarga del tipo de la de corona (y por consiguiente producen una corriente en el circuito). La descarga se extingue rápidamente al pasar a la resistencia en serie, la caída de potencial que había en el contador. La corriente es suficiente como para ocasionar un fuerte ruido en el receptor de un teléfono conectado en serie con la resistencia, aunque lo habitual es amplificar los efectos para poder utilizar registradores mecánicos.

★ **Cuando fluye corriente hay una caída de tensión a través de la elevada resistencia.** Si esta caída es suficientemente grande, la tensión a través del espacio lleno de gas entre los electrodos del contador cae por debajo del valor necesario para mantener la descarga. La descarga se interrumpe, la tensión en el contador sube hasta su valor original y el contador está

listo para operar nuevamente. El dispositivo simple de la figura ha sufrido una serie de mejoras sucesivas. Se usan circuitos de extinción para hacer desaparecer más rápidamente la descarga, o bien se agregan vapores de hidrocarburos para hacer que el contador sea de auto-extinción. También se utilizan delgadas ventanas que pueden ser atravesadas por partículas beta lentas. Con un recubrimiento de boro en el interior del tubo se pueden detectar neutrones ya que estas partículas producen la desintegración del boro emitiendo partículas alfa. Si un rayo gamma es absorbido en las paredes del cilindro puede emitir un electrón secundario rápido que eventualmente acciona el contador. En realidad, un solo par de iones en el gas es suficiente para iniciar una avalancha de iones. Se puede mantener la recombinación hasta un punto tal que la eficiencia en el contaje de electrones sea del 98 %. Usando tubos con una superficie interior sensible a la luz, Rajewsky pudo detectar fotones individuales de luz ordinaria. (Algunos fotones liberan fotoelectrones que son acelerados en el intenso campo existente entre los electrodos del contador, produciendo otros iones y haciendo funcionar el contador.)

★ **Contadores de coincidencias.** Hay muchos casos en los que se desea saber si dos partículas han sido generadas en un intervalo muy corto de tiempo para poder juzgar si están o no causalmente relacionadas. Asimismo, en el estudio de los rayos cósmicos, es importante tener datos sobre el número de partículas que inciden sobre un centímetro cuadrado por segundo, y las direcciones de donde provienen. Tal información ha sido obtenida observando que las partículas de rayos cósmicos atraviesan varios tubos contadores mientras los electrones de corto alcance, provenientes de materiales radiactivos, penetran sólo uno siempre que se elija adecuadamente el espesor de las paredes. Análogamente se pueden utilizar contadores de paredes delgadas para detectar coincidencias trabajando con sustancias radiactivas.

★ Supongamos que se disponen dos contadores I y II con sus ejes paralelos (fig. 11-2) y que sus cilindros exteriores se conectan a las grillas de un tubo tetrodo siendo las grillas normalmente negativas. Si se produce una cuenta en el contador I únicamente (o en el contador II únicamente) sube la tensión de la grilla a la que está conectado, pero la tensión negativa de la otra grilla evita un aumento en la corriente de placa. Si ambos contadores se excitan simultáneamente, ambas grillas se hacen positivas y la corriente pasa enviando un

impulso a algún mecanismo registrador. Este proceso se denomina coincidencia. En la práctica se emplean otros circuitos y pueden usarse varios contadores.

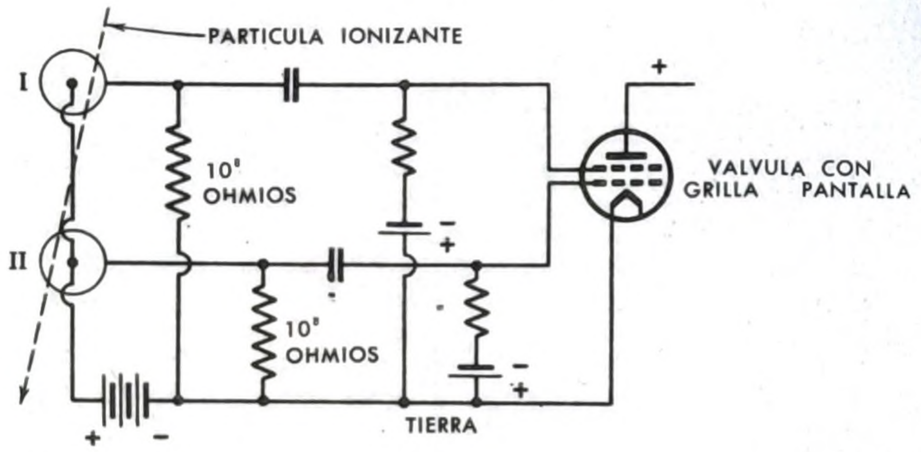


FIG. 11-2. Dispositivo simple para amplificar pulsos coincidentes en dos contadores.

★ Se pueden producir coincidencias mediante el pasaje de una partícula ionizante a través de ambos contadores, o por la llegada accidental de dos partículas independientes, una a cada contador, aproximadamente en forma simultánea. Para determinar la corrección debida a los impulsos accidentales se separan bien los contadores. La probabilidad de que una partícula de rayos cósmicos pase a través de ambos contadores se hace despreciable porque cada uno de ellos subtiende un pequeño ángulo sólido cuando se lo mira desde el otro. Solo quedan las coincidencias accidentales.

Cámara de niebla de Wilson. C. T. R. Wilson demostró en 1911, que si los rayos alfa atraviesan aire suficientemente sobresaturado con vapor de agua se condensan pequeñas gotitas de agua sobre los iones producidos, y si se coloca una intensa fuente de luz en el rastro de las gotitas de agua llegan a verse por su luz dispersada como un trazo continuo. La figura 11-3 es un esquema del tipo de cámara de niebla utilizada por los primeros investigadores. La parte superior es una placa de vidrio. Debajo de ella hay un pistón ennegrecido que es empujado repentinamente hacia abajo mediante un resorte cuando se suelta un tope. Este movimiento expande gas húmedo en la cámara de manera que el rápido enfriamiento tiende a condensar el vapor de agua. La expansión se interrumpe justo antes de que se produzca una niebla general. Para man-

tener saturado el aire, el pistón se recubre con una capa de gelatina húmeda. Cerca del final de la expansión, se descubre una fuente de partículas alfa mediante el movimiento de un pequeño obturador que posee una angosta ranura que pasa frente de la fuente. Cuando se abre la ranura pasan algunas partículas alfa a la cámara a través de una delgada hoja de mica. Como el aire está sobresaturado se producen trazos de gotitas de agua. Se pueden registrar las imágenes de estas

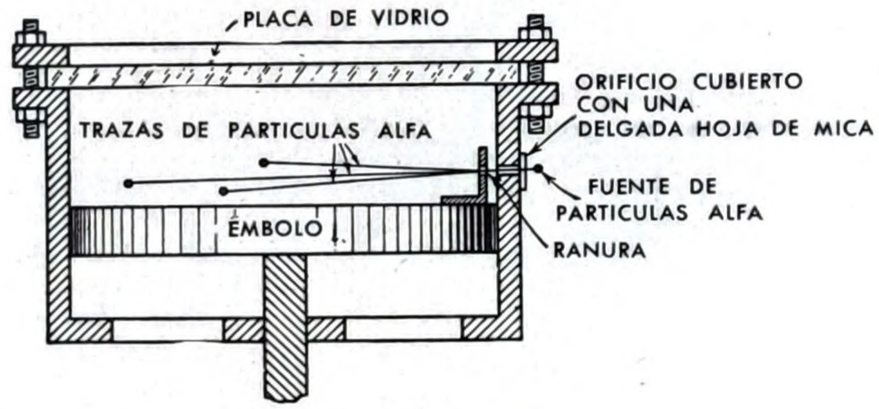


FIG. 11-3. Esquema de una cámara de niebla de Wilson.

gotitas mediante una película cinematográfica. Para obtener buenas fotografías la iluminación debe hacerse durante un breve intervalo justo después de formarse las trazas, puesto que estas se hacen difusas rápidamente.

En la fig. 11-4 se muestran las partículas alfa del to-

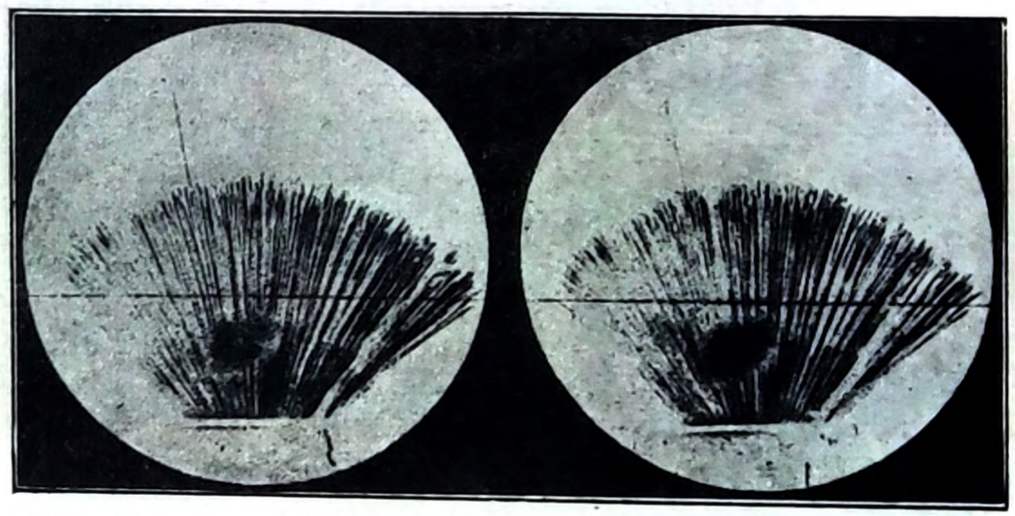


FIG. 11-4. Trazas de partículas alfa del torio C'. (Según Meitner y Freitag.)

rio C'. Es evidente que prácticamente todas las partículas alfa tienen el mismo alcance, y la producción de la traza de largo alcance se discute en la pág. 317. La rectitud de la traza alfa típica se debe a la masa comparativamente grande de la partícula. Aunque no son apreciablemente desviadas por los electrones que se hallan en su camino, pierden rápidamente energía ionizando y excitando los átomos que encuentran hasta que finalmente no pueden ya liberar electrones y la pequeña porción restante de sus trazas es invisible.

La fotografía de trazas de electrones revela detalles muy interesantes. En aire a presión y temperaturas normales un electrón rápido produce cerca de 60 pares de iones por centímetro pero, a menos que se tomen debidas precauciones, algunos se pierden debido a que la condensación se produce sobre un rango de condiciones mayor para iones negativos que para positivos. Aunque las gotitas tienen normalmente menos de 0,025 milímetros de diámetro se pueden tomar buenas fotografías si se planea adecuadamente la iluminación. Los rayos X y los rayos gamma se reconocen por los resultados de sus interacciones primarias con la materia-producción de electrones por efecto fotoeléctrico y efecto Compton. En la figura 3-14 puede verse una vieja fotografía de C. T. R. Wilson que muestra fotoelectrones emitidos por un delgado haz de rayos X que se mueven de izquierda a derecha. Como el vector eléctrico de la radiación es perpendicular al haz, podría esperarse

FIG. 11-5. Pares de iones individuales a lo largo de trazas de electrones. Fotografía diferida para permitir que se separen los iones positivos y negativos. Ampliada algunos diámetros para la reproducción. (Según P. I. Dee.)

que los electrones fueran emitidos perpendicularmente al haz. La teoría cuántica modifica esta predicción asegurando que los electrones emitidos son más frecuentes a mayores ángulos con la dirección del haz. Evidentemente, la fotografía confirma esta predicción. Mientras que la traza de un electrón de velocidad moderada es extremadamente tortuosa, la de un electrón con energía de 0,3 Mev o más es aproximadamente recta a lo largo de varios centímetros en aire normal. La pérdida de energía por par de iones es pequeña, alrededor de 30 ev, para estos electrones energéticos, de manera que la velocidad se reduce muy poco en una distancia de este orden de magnitud. Sabemos que el número de pares de iones por centímetro producido por un electrón rápido aumenta cuando su velocidad disminuye. La mayor densidad de las trazas

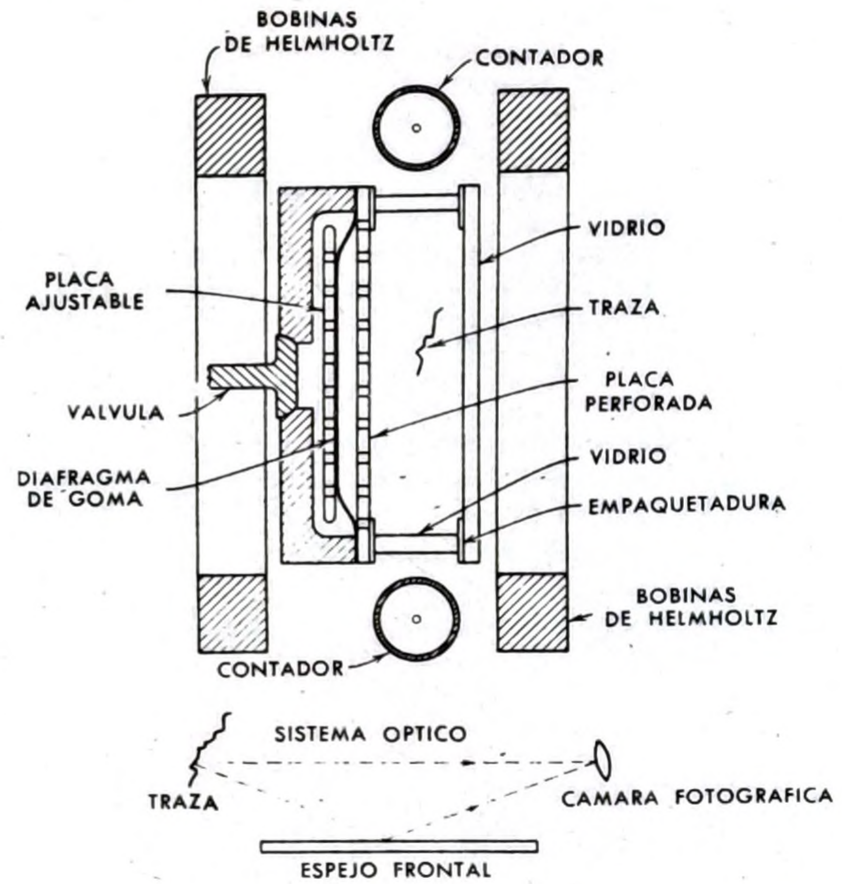


FIG. 11-6. Diagrama de una cámara de niebla versátil. Las bobinas de Helmholtz producen un campo magnético aproximadamente uniforme sobre toda la cámara. La cámara fotográfica abarca la cámara y su imagen en un espejo, de manera que las trazas pueden observarse en el espacio con un anteojo estereoscópico.

cerca de sus extremos es evidente. Más detalles pueden verse en la fig. 11-5, en la cual se hacen separar gotitas positivas y negativas antes de tomar la fotografía. A pesar de que no podemos esperar que sobre cada ion se forme una gotita, en condiciones adecuadas la eficiencia de la cámara de niebla para revelar iones individuales es alta.

★ Varios accesorios han aumentado notablemente la versatilidad y conveniencia de la cámara de Wilson. El pistón ha sido remplazado por diafragmas de goma obligadas a moverse entre grillas adecuadas y la operación automática es prácticamente universal. La aplicación de un intenso campo magnético hace posible determinar el signo de la carga de una partícula y su impulso. Mediante contadores de coincidencias (fig. 11-2), colocados por arriba y debajo de la cámara, es posible hacer que se expanda si, y solo si, una partícula ionizante la atraviesa. La cámara de Wilson es el tribunal de último recurso en física nuclear; ver es creer. La fotografía estereoscópica hace posible observar la forma de las trazas en el espacio y medir ángulos de dispersión y radios de trayectorias. En la figura 11-6 se esquematiza un dispositivo para aplicar un campo magnético a la cámara y tomar fotografías estereoscópicas.

Mencionaremos las páginas en las que se reproducen fotografías adicionales de cámaras de niebla para que el lector pueda percibir el alcance y poder de este método:

	Página
Desintegración de nitrógeno por partículas alfa	385
Productos obtenidos al bombardear deuterio con deuterones	403
Descubrimiento del positrón	352
Producción de pares de electrones	353
Fragmentos de fisión	433
Protones de retroceso producidos por neutrones	370
Desintegración de un mesón mu	468
Lluvia de rayos cósmicos	499

Detección fotográfica. Se sabe hace tiempo que una partícula alfa que atraviesa una emulsión fotográfica ordinaria produce unos pocos granos revelables de bromuro de plata. Originalmente las emulsiones fotográficas no eran adecuadas para el estudio de partículas individuales; pero las primeras observaciones condujeron al desarrollo de placas especiales de grano fino con capas espesas de emulsión. Hoy en día pueden ser bien registradas las trazas individuales de mesones y protones, y las de los electrones con gran claridad. Para partículas cuyos rangos exceden el espesor de la emulsión es generalmente más conveniente utilizar incidencia rasante y seleccionar sólo aquellas trazas que queden enteramente en la emulsión. El método ha resultado particularmente útil en estudios de desintegraciones nucleares producidas por rayos cósmicos, pág. 481, y de mesones, pág. 467. Exponiendo placas en montañas y enviándolas luego a grandes alturas mediante globos aerostáticos se ha acumulado mucha información interesante sobre los fenómenos de rayos cósmicos a grandes alturas. En las referencias 91 y 111 se pueden ver fotografías adicionales (apéndice 9).

3. Dispersión y absorción de partículas y rayos gamma

Efectos ionizantes. El objetivo de esta sección es describir e interpretar algunos de los hechos principales referentes a la dispersión y pérdida de energía de partículas rápidas que atraviesan la materia. Las fotografías obtenidas con cámara de niebla de la sección 2, muestran las grandes diferencias existentes entre los efectos ionizantes de las partículas alfa, electrones y rayos X o fotones de rayos gamma en gases.

★ Una partícula alfa de radio C′ produce más de 200.000 pares de iones en aire antes de llegar al reposo. El número de pares de iones por centímetro es mayor cerca del extremo de la trayectoria que al comienzo.

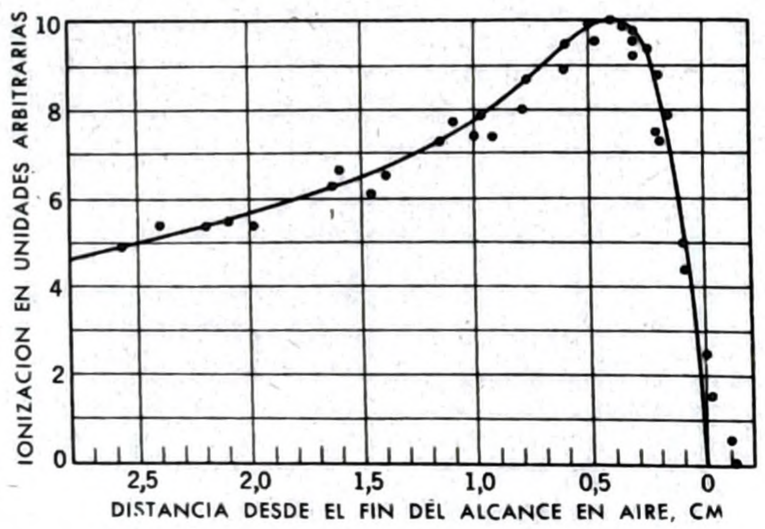


FIG. 11-7. Curva de Bragg para una sola partícula alfa. (Según Holloway y Livingston.)

La figura 11-7 indica la ionización por centímetro, en función del alcance residual. Este gráfico es llamado curva de Bragg. El comportamiento de otros núcleos livianos es análogo. Para un protón cuya carga es menor las ordenadas serán inferiores y las cifras de alcances serán aproximadamente cuatro veces mayores. La explicación de la curva de Bragg es que, cuando la partícula se mueve muy rápidamente, pasa delante de los átomos gaseosos tan rápidamente que sus electrones no pueden responder a las fuerzas que ella ejerce; no adquieren suficiente impulso como para abandonar sus átomos madres antes que la partícula alfa haya pasado. A menores velocidades ya no sucede esto. El número de pares de iones por centímetro puede llegar a ser más del doble del valor correspondiente al comienzo de la trayectoria cayendo sólo entonces, en el extremo de la misma. La ionización a lo largo de la trayectoria de una partícula beta típica es menor, principalmente debido a su velocidad mucho mayor. El número total de pares de iones que puede producir en aire es del orden de 10.000. Como el alcance es grande comparado con el de una partícula alfa, hemos de esperar que se produzcan sólo algunos pares de iones por centímetro. En realidad, estas cifras van desde varios cientos por centímetro para partículas beta lentas hasta aproximadamente 60 para partículas cuya velocidad se aproxima a la de la luz.

★ **Poder penetrante.** Estas diferencias en la ionización se reflejan en las posibilidades relativas de estas partículas para atravesar la materia. Rutherford dice "Como regla aproximada puede decirse que los rayos beta son casi cien veces más penetrantes que los rayos alfa y los rayos gamma son de diez a cien veces más penetrantes que los rayos beta." En términos prácticos, una hoja ordinaria de papel absorbe los rayos alfa más rápidos. Las partículas beta pasan más fácilmente pudiendo las más rápidas penetrar varios milímetros de aluminio o un milímetro de plomo, y los rayos gamma pueden atravesar varios centímetros de metal antes de ser reducidos a la mitad de su intensidad.

Se nota en seguida una diferencia importante. Las partículas alfa y beta pierden su energía en choques frecuentes. Los fotones de alta energía sufren choques efectivos mucho menos frecuentemente, pero en estos choques son absorbidos por los átomos produciendo fotoelectrones o bien son dispersados cediendo energía a los electrones de retroceso. Cuanto mayor sea la energía del fotón mayor será, en promedio, la fracción de su energía perdida en cada proceso de dispersión. Estos hechos conducen a la descripción de la partícula

alfa y del electrón como "partículas de alcance"; es decir, la partícula alfa tiene un alcance definido. La partícula beta, aunque es muy desviada en sus choques con electrones, tiene un alcance bien definido medido a lo largo de su trayectoria. Pero los rayos gamma monocromáticos no tienen alcance definido; desaparecen a lo largo del haz o son completamente eliminados del haz por dispersión. Su ley de decaimiento es la ley exponencial para rayos X de la pág. 131. Al atravesar un espesor x, la intensidad se reduce del valor I_0 al valor

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

donde μ es el coeficiente de absorción lineal. En ausencia de un rango definido podemos hablar del camino medio recorrido por un fotón antes de ser dispersado o absorbido. Este valor es $1/\mu$, correspondiente a la distancia a la cual la intensidad del haz se reduce en un factor e. Por supuesto, si el haz no es monocromático, las partes más blandas caracterizadas por pequeños valores de $1/\mu$, son filtradas primero (pág. 132). Entonces el coeficiente de absorción efectiva disminuye al aumentar el espesor de absorbente.

★ La figura 11-8 presenta curvas de alcance-energía que cubren la mayoría de los casos considerados al estudiar las emisiones de elementos radiactivos, aunque se encuentran energías mucho mayores al trabajar con aceleradores muy grandes. El gráfico superior muestra los alcances medios de partículas alfa y protones en aire, a 15°C y 760 mm de presión. El gráfico inferior muestra los alcances de electrones en aluminio y los libres caminos medios de fotones en cobre. Para rayos gamma en plomo, la curva correspondiente (no indicada) pasa por un valor máximo de 2 cm, para una energía de cerca de 5 Mev. A energías más bajas, la absorción y dispersión frecuentes reducen el libre camino medio mientras que, a energías mayores, la frecuencia de la producción de pares (pág. 353) lo aumentan. Así el plomo tiene transparencia máxima para fotones cuya energía es de cerca de 5 Mev. Para materiales de número atómico más bajo, el máximo se encuentra a una energía mucho mayor, de manera que la curva para el cobre sigue subiendo a energías aún mayores que las incluídas en la figura.

★ A partir de las curvas para partículas alfa, protones y electrones, es posible obtener la pérdida de energía cinética por centímetro. Para comprender cualitativamente estos temas tenemos que estudiar los choques. Hablando estricta-

mente, estos choques son generalmente inelásticos debido a que se gasta energía para excitar y ionizar los átomos del medio. Sin embargo el proceso se aclara considerando los

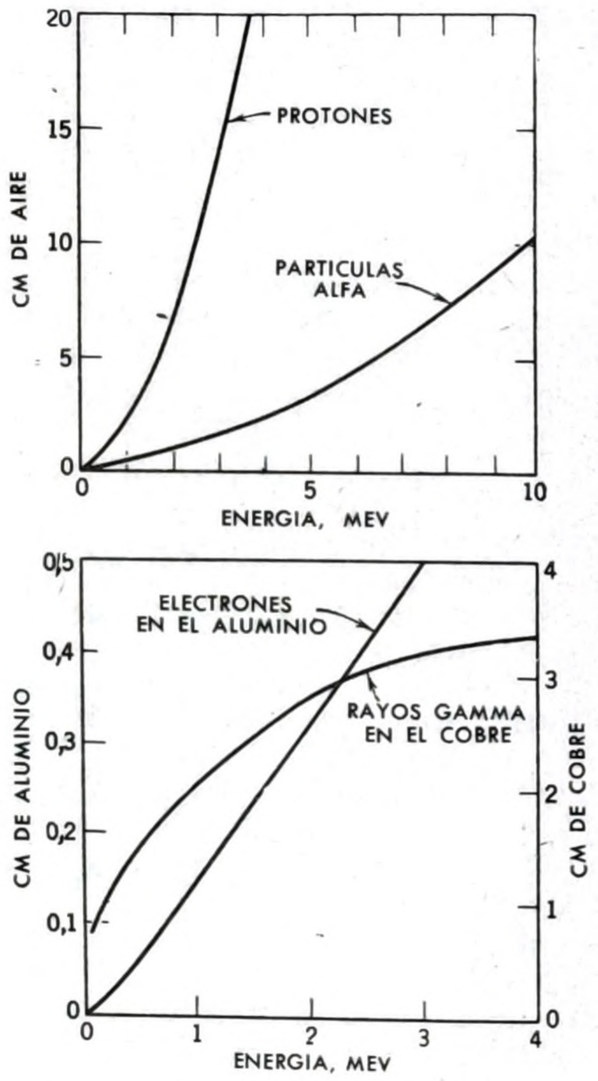


FIG. 11-8. Curva superior: alcances de protones y partículas alfa en aire a 15°C y 760 mm de presión. Curva inferior: alcances de electrones en aluminio y caminos libres medios de cuantos de rayos gamma en cobre.

cambios de dirección y la transferencia de energía producida en choques elásticos entre partículas libres, en los cuales se conservan el impulso y la energía.

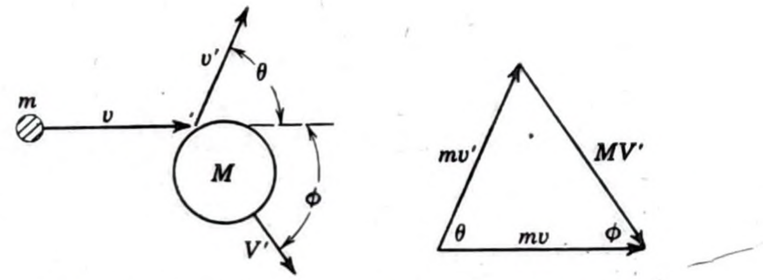


FIG. 11-9. Choque elástico de dos partículas.

★ **Choques elásticos.** En la fig. 11-9 una partícula en reposo de masa M es chocada por una partícula de masa m, velocidad v, impulso $p = mv$ y energía cinética $t = p^2/2m$. Después del choque m y M se mueven formando ángulos θ y ϕ con la dirección original de m. Sus velocidades finales, impulsos y energías serán denominados respectivamente

$$v', \quad p', \quad t'; \qquad V', \quad P', \quad T'$$

Hay algunas conclusiones que podemos deducir de las leyes de conservación sin considerar la naturaleza de las partículas. En la figura, el triángulo ilustra la conservación de impulsos. Hallando los impulsos paralelo y perpendicular al eje de las x, tenemos

$$p = p' \cos\theta + P' \cos\phi \tag{1}$$

$$0 = p' \operatorname{sen}\theta - P' \operatorname{sen}\phi \tag{2}$$

y por la conservación de la energía resulta

$$p^2/2m = p'^2/2m + P'^2/2M \tag{3}$$

Eliminando p' y θ de estas relaciones obtenemos P' como función de t y ϕ. Como

$$p' \cos\theta = p - P' \cos\phi$$

$$p' \operatorname{sen}\theta = P' \operatorname{sen}\phi$$

podemos elevar al cuadrado estas ecuaciones, sumar los resultados y usar la relación $\cos^2\theta + \text{sen}^2\theta = 1$, para eliminar θ. El resultado es

$$\frac{T'}{t} = \frac{4r\cos^2\phi}{(1+r)^2} \tag{4}$$

donde $r = m/M$. Ésta es la fracción de la energía original que es entregada a la partícula chocada. Pero $\cos^2\phi$ no puede valer más que 1; llega a este valor cuando el choque es de frente. Entonces la fracción de energía entregada es menor que $4r/(1+r)^2$. Esta fracción es nula cuando $r = 0$, tiene el valor máximo 1 cuando $r = 1$, y cae a cero cuando r tiende a infinito. Ésta es una descripción cuantitativa de lo que sabemos por observación común. Los participantes del choque deben ser semejantes para dar una buena transferencia. En choques de frente de esferas elásticas, una esfera de pequeña masa rebotará después de chocar con una grande, con poca pérdida de energía. Cuando las masas son iguales, la incidente se detiene mientras que la chocada se mueve con toda la energía. Cuando la esfera incidente tiene masa mucho mayor, la más pequeña se separa de ella con una velocidad v o, en otras palabras, la esfera más pequeña tiene una velocidad de aproximadamente $2v$ con respecto al observador. Sin embargo se lleva consigo una cantidad de energía relativamente pequeña. Aplicaremos este resultado a varios casos indicados en el siguiente cuadro.

Proyectil	Partícula chocada		$\frac{4r}{(1+r)^2}$	Observaciones
Electrón	Núcleo de helio	1/7340	1/1830	Hay dispersión de retroceso
Electrón	Electrón	1	1	No hay dispersión de retroceso
Protón	Protón	1	1	$\theta = 90° - \phi$
Alfa	Electrón	7340	1/1830	No hay dispersión de retroceso
			θ	Siempre pequeños

★ Vemos así que la energía *máxima* perdida por un electrón de 10^5 ev al chocar con un núcleo de helio es sólo de 50 ev. Una partícula alfa de 5 Mev que choca con un electrón debe entregarle 2.500 voltios. Existen algunas excitaciones cortas que son trazas de electrones de retroceso cuya energía es de mil voltios, a lo largo de la trayectoria de una partícula alfa,

pero son raras. Típicamente el valor del $\cos^2\phi$ es muy pequeño. Hemos dicho antes que la energía promedio necesaria para formar un par de iones en aire es de cerca de 30 ev, y este valor incluye la energía de excitación conferida a los átomos no ionizados. El tratamiento detallado de tales choques inelásticos es sumamente complejo.

Al estudiar choques se simplifican las condiciones enfocando el choque desde un vehículo que se mueve con el centro de masa de las dos partículas, es decir, con la velocidad $v \times m / (M + m)$. El impulso total de las partículas es cero y debe seguir siendo nulo. Las dos partículas simplemente rebotan reteniendo sus velocidades originales pero moviéndose a lo largo de nuevas rectas. En el choque elástico de núcleos livianos, la distribución de partículas emergentes está a menudo próxima a la uniforme sobre la superficie de una esfera que los rodea *cuando se mira* desde el sistema del centro de masa.

★ **Choques de esferas iguales.** La moderación de neutrones por protones (pág. 372) se considera generalmente como un choque de esferas rígidas sin fricción de igual masa. En este caso puede demostrarse que todos los valores de $\cos^2\phi$ tienen igual probabilidad y que el promedio de $\cos^2\phi$ es $\frac{1}{2}$. En virtud de la ecuación 4, la pérdida media de energía del neutrón es un medio de su energía cinética antes del choque.

★ **Imposibilidad de la combinación directa de dos partículas sin cambio de energía interna.** Las ecuaciones 1 a 4, que presuponen conservación del impulso y de la energía, demuestran que no existe ningún choque *elástico* en el que *dos* partículas simplemente se acerquen y se separen con una velocidad común. Dejamos la demostración algebraica al lector ya que el resultado es obvio utilizando el sistema del centro de masa. En este sistema las partículas chocarían y permanecerían en reposo. La situación varía si por lo menos una de las partículas posee energía interna que pueda cambiar en el choque. Entonces, en lugar de la ecuación 3, ponemos

$$\frac{p^2}{2m} = \frac{p'^2}{2m} + \frac{P'^2}{2M} + E$$

donde E es la energía derivada hacia el interior. A primera vista la presencia de E parece hacer posible la combinación directa en todos los casos, pero el lector puede comprobar fácilmente que, para un v y θ dados, E queda totalmente determinado. Si los átomos no tuvieran estados cuánticos defini-

dos, podrían combinarse para cualquier valor de v, pero así como son las cosas en la Naturaleza, E debe ser la diferencia entre dos niveles de energía permitidos.

★ Existen numerosas aplicaciones. Los átomos de hidrógeno no se combinan en el estado gaseoso para formar moléculas de hidrógeno biatómico, excepto en choques triples. En el bombardeo nuclear el proyectil no se une simplemente al núcleo; algo más es expelido. Podrá haber excepciones triviales pero no conocemos ninguna. Por ejemplo, los neutrones son capturados por casi todos los núcleos pero en tales casos se emite un rayo gamma.

★ La anterior discusión se basó en la mecánica newtoniana. Consideremos un ejemplo simple usando mecánica relativista. ¿Puede un fotón combinarse con un electrón libre? Si así fuera, las dos leyes de conservación de impulso y energía darían respectivamente,

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad h\nu = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

donde m_0 es la masa del electrón. Si estas ecuaciones valieran simultáneamente implicarían que $v = c$, pero un electrón libre no puede tener la velocidad c. Es así como el fotoefecto, en el cual se absorbe un fotón, aparece cuando el electrón está ligado en un átomo. Esta es la razón física fundamental por la cual el efecto Compton predomina sobre el efecto fotoeléctrico cuando $h\nu$ es grande y la energía de ligadura de los electrones es pequeña, como sucede en átomos de bajo número atómico.

Secciones eficaces. Nos hemos encontrado con la idea de un área de blanco, o sección eficaz, al considerar choques moleculares en la pág. 18. Allí hablábamos de moléculas semejantes a bolas de billar de diámetro d. Para efectuar un choque, una molécula debe moverse de manera que su centro se aproxime a la distancia d del centro de otra molécula. Entonces decimos que la sección eficaz del choque es πd^2. Es útil extender el concepto a choques de átomos reales, núcleos, etc., que poseen campos de fuerzas y pueden interactuar a cualquier distancia.

Daremos una definición usada comúnmente en física nuclear. Sean N_b partículas bombardeantes que inciden sobre una lámina de espesor t que contiene N blancos, de la clase que se considera, por cm². Consideremos un proceso particular —ionización, transmutación, etc. El número de procesos que se producen es N_p. Entonces la fracción de rendimiento es N_p/N_b y la sección eficaz S para el proceso está definida por la relación

$$N_p/N_b = N_t S$$

o bien

$$S = \frac{N_p}{N_b}\frac{1}{N_t} \tag{5}$$

Refiriéndose a la fig. 11-10*a* podemos decir: *el número de procesos es el mismo que si las partículas bombardeantes tuvieran diámetro despreciable y los blancos fueran esferas rígidas de sección eficaz S de manera que ocuparan una fracción N_tS del área total bombardeada.*

Si el blanco tiene densidad ρ y peso atómico A, el número de núcleos o átomos, por cm² en una hoja de espesor t es

$$N_t = \frac{\rho}{A} N_0 t$$

donde N_0 es el número de Avogadro, $6{,}02 \times 10^{23}$. El número de electrones es Z veces mayor. En consecuencia, para un proceso que involucre un núcleo,

$$S = \frac{N_p/N_b}{(\rho/A)N_0 t} \tag{6a}$$

y para un proceso que involucre un electrón como blanco,

$$S = \frac{N_p/N_b}{Z(\rho/A)N_0 t} \tag{6b}$$

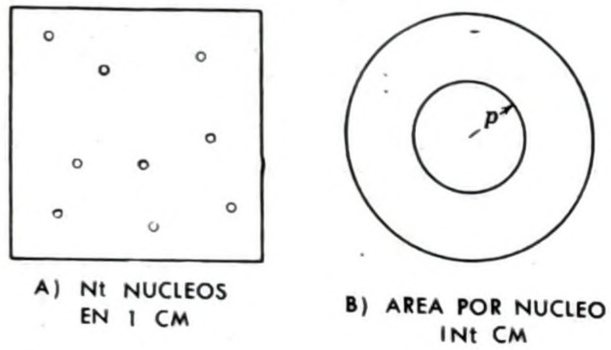


FIG. 11-10 *a*) Concepto de sección eficaz. *b*) Cómo obtener la fracción de partículas alfa que pasan a una distancia dada de un núcleo en una lámina.

En el siguiente cuadro daremos algunos valores numéricos que ilustran la ecuación 6*a*. Para reacciones entre partículas cargadas, una sección eficaz de 10^{-27} cm² se consideraría alta aunque en algunos casos resultan valores miles de veces mayores.

Elemento	Densidad (grams/cm³	Núcleos/cm³	Número de procesos por millón de partículas de bombardeo, por cm³ si la sección eficaz es de 10^{-27} cm²
Be	1,85	$12,4 \times 10^{22}$	120
Si	2,42	$5,2 \times 10^{22}$	52
Cu	8,89	$8,5 \times 10^{22}$	85
Au	18,9	$5,8 \times 10^{22}$	58

★ La determinación precisa de secciones eficaces en función de la energía incidente es laboriosa porque la partícula bombardeante pierde energía al pasar de largo. Se necesitan blancos "delgados" y las correcciones son complicadas; pero a menudo todo lo que se precisa es un valor promedio aproximado. La utilidad de las secciones eficaces es obvia puesto que son magnitudes características del proceso nuclear.

Para evitar las potencias grandes de 10 al escribir las secciones eficaces se acostumbra utilizar una unidad de área llamada *barn*. Un barn vale 10^{-24} cm². Esta denominación es remembranza de un modismo de la época de guerra. El barn resulta aproximadamente igual al "área geométrica" de un núcleo de peso atómico medio, digamos 40. Generalmente se adopta como radio geométrico el valor de $1,5 \times 10^{-13}$ $A^{1/3}$ cm.

★ En muchas experiencias las corrientes usadas en haces incidentes son de solo algunos microamperios (para evitar un inconveniente calentamiento del blanco). Un microamperio de partículas alfa corresponde a 3×10^{12} partículas/seg. Si las partículas alfa pudieran atravesar un gas de núcleos desnudos perderían su energía en dispersión con los núcleos y en la producción de transmutaciones. Los electrones de un blanco tienen gran influencia en la reducción del rendimiento de transmutaciones efectuadas por partículas cargadas. Los electrones despojan a las partículas bombardeantes de su energía reduciendo bastante el número de núcleos que pueden ser atacados. La situación es mucho más favorable para la transmutación en bombardeo con neutrones ya que los neutrones no interactúan en forma apreciable con los electrones. El resultado neto es el aumento en la eficiencia de transmutacion en un factor grande, generalmente mucho mayor que 10^6.

★ Cuando se conoce el orden de magnitud de una sección eficaz pueden utilizarse las ecuaciones 6 para calcular el rendimiento de cualquier experimento propuesto. Por ejemplo, cuando las partículas alfa de energía 7,8 Mev bombardean silicio, el rendimiento del fósforo radiactivo (P^{32}) es cerca de un átomo por millón de partículas. ¿Cuál es la sección eficaz aproximada? La cifra dada se refiere a un blanco cuyo espesor es mayor que el alcance de las partículas alfa. En consecuencia, la sección eficaz es un promedio sobre el alcance de las energías bombardeantes desde 7,8 Mev hasta un umbral de 1,6 Mev, por debajo del cual no se produce la reacción. La distancia que recorre una partícula alfa en silicio al pasar de 7,8 a 1,6 Mev es de 0,0035 cm. Mediante la tabla de la pág. 346, $(\varrho/A)\ N_0 = 5,2 \times 10^{22}$ núcleos/cm³ para silicio; pero la reacción es

$$Si^{29} + He^4 \rightarrow P^{32} + H^1$$

y solo 6 por ciento de los núcleos son de Si^{29}, siendo el resto principal Si^{28}. Por ello, en la ecuación 6*a* debemos poner $5,2 \times 10^{22} \times 0,06$, ó $3,1 \times 10^{21}$, en lugar de $(\varrho/A)\ N_0$. Finalmente,

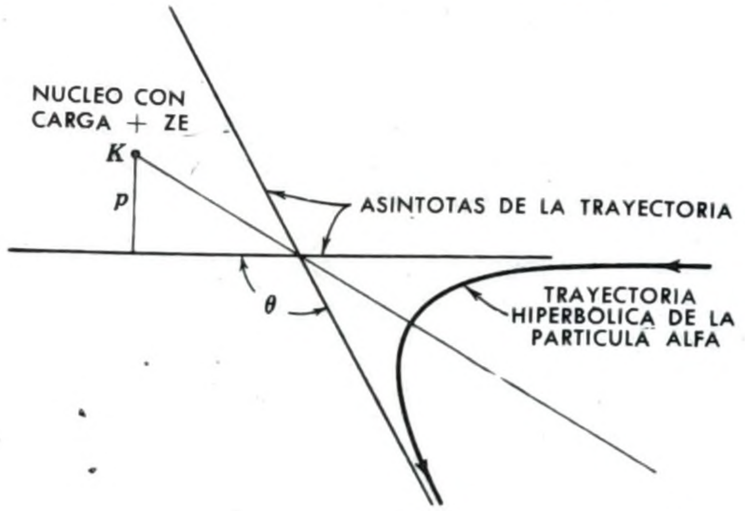
$$S = \frac{10^{-6}}{(3\,1 \times 10^{21})(0,0035)} = 9 \times 10^{-26}\ \text{cm}^2$$

Con este valor podemos ahora responder a preguntas tales como: "¿Qué número aproximado de átomos de P^{32} se obtiene al bombardear una muestra de silicio ordinario de 0,001 cm de espesor con 1μa de partículas alfa de 8 Mev durante 1.000 seg?"

Dispersión de partículas alfa a grandes ángulos. En la pág. 54 vimos experiencias en las cuales las partículas alfa incidían sobre láminas suficientemente delgadas como para transmitirlas. En tales experimentos prácticamente todas las partículas son desviadas un poco. El ángulo de dispersión más probable es solo de algunos grados a lo sumo. Las desviaciones pequeñas pueden explicarse por la dispersión múltiple en choques sucesivos con los electrones, y por algunos choques nucleares a distancias relativamente grandes.

El electrón tiene una masa tan pequeña que no puede desviar en un gran ángulo a una partícula alfa. Es posible usar láminas tan finas que resulta improbable que la dispersión múltiple cumulativa produzca grandes desviaciones. Pero cuando se usan tales láminas las partículas *son* desviadas en grandes ángulos. Algunas, en efecto, son desviadas en ángu-

los mayores que 90°, de manera que emergen del lado de la lámina que mira al haz incidente. Como se vio en la pág. 55, una explicación satisfactoria es que cada partícula ha sido desviada en un solo encuentro con un núcleo pesado. La frac-



IG. 11-11. Dispersión de una partícula alfa por un núcleo pesado.

ción de partículas desviadas en un ángulo mayor que θ será llamada $G(\theta)$. Queremos saber cuánto vale G para un choque entre una partícula alfa de masa m y un núcleo pesado cuyo número atómico sea Z. Suponemos que el núcleo permanece en reposo, hipótesis que introducirá sólo un pequeño error si trabajamos con láminas de oro o platino. En la figura 11-11 la partícula alfa viene de la derecha y se mueve sobre una trayectoria hiperbólica, con el núcleo en uno de los focos K. Cuando observamos la partícula dispersada, se mueve paralelamente a una de las asíntotas de la curva. Sea p la distancia entre el núcleo y la recta inicial de movimiento de la partícula. Puede demostrarse que, si vale la ley de proporcionalidad inversa al cuadrado, la relación entre p y el ángulo θ es

$$p = \frac{2Ze^2}{Mv^2 \operatorname{tg}(\theta/2)} \tag{7}$$

Para hallar la frecuencia relativa con que observaríamos una partícula dispersada a un ángulo mayor que θ consideremos la proyección de una unidad de área de lámina ampliada como se ve en la fig. 11-10*a*. Supongamos que todas las partículas atraviesen dicha área, que contiene N_t núcleos. La dispersión a ángulos grandes es tan rara que puede despreciarse la superposición de las esferas de acción de los núcleos. Asig-

nemos el área $1/N_t$ a cada núcleo y consideremos justo las partículas que atraviesan un círculo cuya área es $1/N_t$ con centro en un núcleo prefijado. La fracción que atraviesa un círculo de área p alrededor del núcleo se desviará en un ángulo mayor que θ. Esta fracción es simplemente el área del círculo de radio p dividida por el área total disponible para dispersión por este núcleo. En otras palabras,

$$G = \frac{\pi p^2}{(1/N_t)} = N_t \frac{4\pi Z^2 e^4}{M^2 v^4 \operatorname{tg}^2(\theta/2)} \tag{8}$$

Llamamos a πp^2 la *sección eficaz* del núcleo para dispersar la partícula alfa en un ángulo mayor que θ. Con ello queremos decir simplemente que, *si* los núcleos fueran remplazados por discos de radio p, y si la desviación fuera mayor que θ cuando tal disco es chocado, y menor que θ cuando el disco no es chocado, entonces G tendría el valor obtenido en la Naturaleza. La fórmula no puede aplicarse para pequeños ángulos donde el verdadero mecanismo es el de dispersión múltiple.

La sección eficaz de dispersión simple establecida más arriba tiende a infinito cuando θ tiende a cero. Esto es razonable puesto que toda partícula es algo desviada, ya que el campo de fuerzas del núcleo dispersor se extiende por todo el espacio. Sin embargo, para valores de p suficientemente grandes, los electrones del átomo efectúan un efecto de encubrimiento del núcleo y cesa la dispersión. En la práctica limitamos nuestra atención a la dispersión producida a ángulos mayores que un cierto valor mínimo, determinado por el grado hasta el que podemos reducir la dispersión angular del haz bombardeante y por la presencia de la dispersión múltiple.

La clave del argumento anterior es que la sección eficaz puede determinarse estudiando la mecánica de los choques. Para comparar con la experiencia es conveniente poner el resultado en forma distinta. Por diferenciación hallamos que la fracción de partículas dispersadas en un pequeño rango de ángulos θ a $\theta + \Delta\theta$, es

$$\Delta G = N_t \frac{4\pi Z^2 e^4 \Delta\theta}{M^2 v^4 \operatorname{tg}(\theta/2) \operatorname{sen}^2(\theta/2)}. \tag{9}$$

Geiger y Marsden determinaron las cifras relativas de partículas dispersadas en estos pequeños intervalos angulares mediante una lámina de oro. En la fig. 11-12 los puntos indicados representan sus resultados y la curva es teórica. Ha sido ajustada de manera de pasar por el punto graficado para el cual $\theta = 37{,}5°$. La teoría puede ser verifi-

cada usando la ecuación 8 para calcular Z a partir de los resultados obtenidos en las experiencias de dispersión. De este modo Chadwick determinó las cargas de los núcleos de cobre, plata y platino obteniendo 29,3; 46,3 y 77,4, siendo los

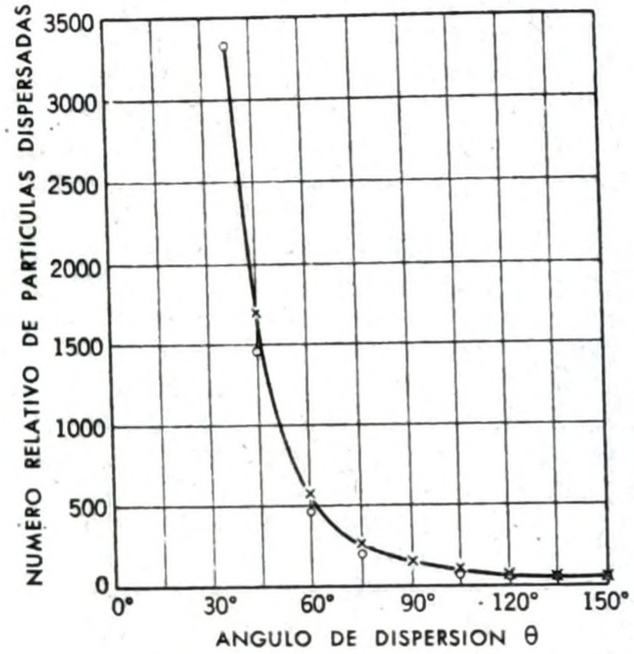


FIG. 11-12. Cómo depende el número de partículas alfa dispersada por el oro a un ángulo dado, de dicho ángulo.

números atómicos 29, 47 y 78 respectivamente. Lo que es aún más importante, las experiencias de esta clase pueden ser usadas para comprobar la ley de proporcionalidad inversa al cuadrado hasta muy pequeñas distancias. La partícula alfa se aproxima más al núcleo cuando el choque es de frente; entonces, la distancia mínima entre ellos es $4Ze^2/Mv^2$ si vale dicha ley. Si vemos que la ecuación 9 se cumple para ángulos de dispersión próximos a los 180°, podemos concluir diciendo que es aplicable la ley de proporcionalidad inversa al cuadrado y que la mínima distancia de acercamiento puede considerarse como un límite superior para los "radios combinados" de la partícula alfa y el núcleo. En el caso del oro la ecuación *se* cumple, y la distancia mínima de acercamiento calculada es cerca de 3×10^{-12} cm para las partículas alfa del radio C′.

Como la mínima distancia es proporcional al número atómico, es razonable utilizar Al o algún otro elemento de bajo Z para investigar la ley de fuerzas a pequeñas distancias. La dispersión por elementos livianos dede el H al Al difiere considerablemente de la predicha por la ecuación 9, o de una fórmula similar que toma en cuenta la velocidad impartida al

núcleo. La discrepancia aumenta con el ángulo de dispersión ya que un gran ángulo de dispersión está asociado con un choque muy próximo. Esto significa que la ley de fuerza inversamente proporcional al cuadrado de la distancia no es válida a estas distancias —conclusión que es de esperar—. Como los protones y neutrones pueden formar núcleos estables, a pequeñas distancias se ponen en juego fuerzas atractivas.

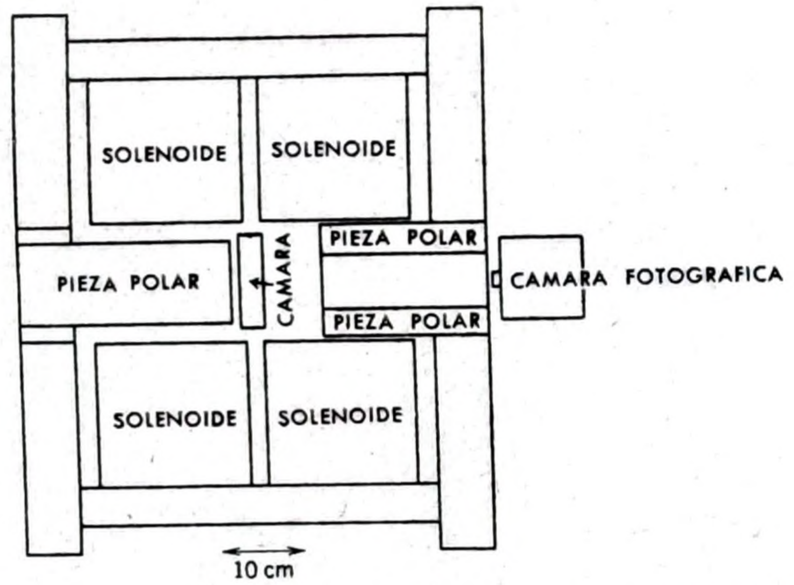


FIG. 11-13. Cámara de niebla en el campo de un gran electroimán, según fue usada por Anderson para estudiar las trazas de positrones y negatrones rápidos.

4. Electrones y positrones

Descubrimiento del positrón. En agosto de 1932 Carl Anderson, del California Institute of Technology, descubrió el electrón positivo cuya carga eléctrica (exceptuando el signo) es igual a la del electrón negativo. Los nombres *positrón* y *negatrón* fueron inventados por Anderson para remplazar los términos de electrón positivo y electrón negativo. Junto con Neddermeyer, Anderson estudió la energía de electrones rápidos de rayos cósmicos usando el método de Skobelzyn (figura 11-13). Una cámara de niebla chata se coloca entre las piezas de un imán. La cara de vidrio está en posición vertical para favorecer la observación de partículas que entran en la cámara desde arriba. Una de las piezas polares es hueca de modo que, con la ayuda de un espejo, se pueden tomar por el orificio dos

fotografías estereoscópicas de las trazas de la nube. Las partículas cargadas que entran a la cámara en direcciones aproximadamente paralelas al frente de vidrio, son desviadas por el campo magnético. Cada partícula sigue una trayectoria aproximadamente circular, y la energía puede obtenerse mediante el radio de la trayectoria, si conocemos el valor de e/m para la partícula. Para poder distinguir entre partículas que vienen desde arriba y desde abajo, Anderson colocó una placa de plomo horizontal de 6 mm dentro de la cámara. Al atravesar la placa toda partícula es moderada; luego se mueve sobre un círculo de radio más pequeño.

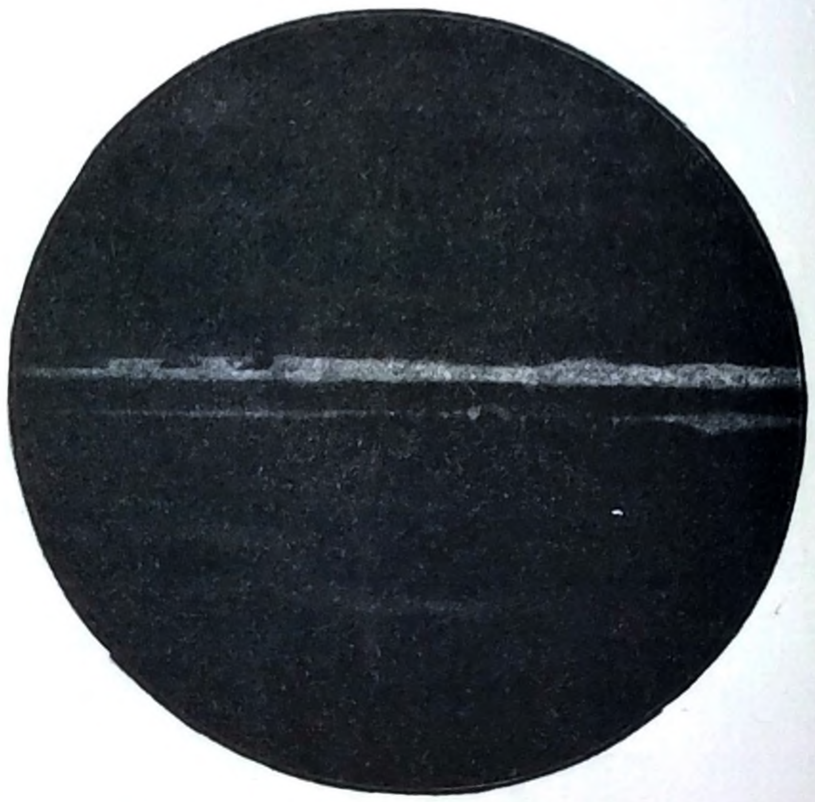


FIG. 11-14. Fotografía de Anderson que demostró la existencia del positrón. Un positrón, que viene desde abajo, es desviado a la izquierda por el campo magnético.

La figura 11-14 es la famosa fotografía que reveló la existencia del positrón. Una partícula atravesaba la cámara desde abajo hacia arriba. Un electrón negativo que viniera desde abajo, se desviaría hacia la derecha del lector debido a que las líneas de fuerza magnética apuntan hacia el papel; pero la partícula cuya traza se muestra era desviada hacia la

izquierda del lector. Otras fotografías confirmaron la aparición frecuente de partículas que mostraban este comportamiento. Solo cargas positivas podían comportarse de este modo, y la pregunta era: ¿Cuál es su masa? Anderson demostró que no son protones estudiando la densidad de ionización a lo largo de la trayectoria. La densidad corresponde a la esperada para electrones negativos de energía similar. Más tarde Thibaud utilizó un espectrógrafo magnético para medir el cociente e/m de los positrones obteniendo un valor acorde con el de electrones negativos. Otras investigaciones hicieron posible determinar tanto e como m. Dentro de los límites del error experimental, la masa del positrón es igual a la del negatrón.

Creación y aniquilación de pares. Anderson y también Blackett y Occhialini hallaron casos en los cuales se producían positrones en una placa de plomo colocada en una cámara de niebla, debido a algún ente que no deja trazas en el gas. A menudo una traza de positrón y una de negatrón parecen provenir del mismo punto en el plomo. Tales experiencias sobre *producción de pares* mediante rayos cósmicos son confirmadas

FIG. 11-15. Par de electrones producido por rayos gamma del Th C″ en una cámara de Wilson (según los esposos Curie-Joliot).

por otras fáciles de interpretar. Anderson y Neddermeyer, así como otros grupos de investigadores, demostraron independientemente que los rayos gamma duros pueden extraer pares

de positrón-negatrón del plomo y otros materiales. La figura 11-15 obtenida por los esposos Curie-Joliot, se reproduce por su interés histórico. En ella se puede ver un par producido cuando un rayo gamma de energía 2,6 Mev choca con un núcleo gaseoso en una cámara de niebla. *Este importante fenómeno, llamado producción de pares, consiste en la creación de un positrón y un negatrón, a partir de un fotón de rayo gamma que desaparece en el proceso. También se produce la aniquilación de positrones por unión con electrones negativos produciendo uno, o más comúnmente, dos rayos gamma.*

Producción. 1. La producción de pares se realiza únicamente en regiones donde existe un intenso campo de fuerzas, como por ejemplo en la proximidad de un núcleo o un electrón (fig. 11-16*a*). La razón es que tanto la energía como el impulso deben conservarse en el proceso de producción de pares.

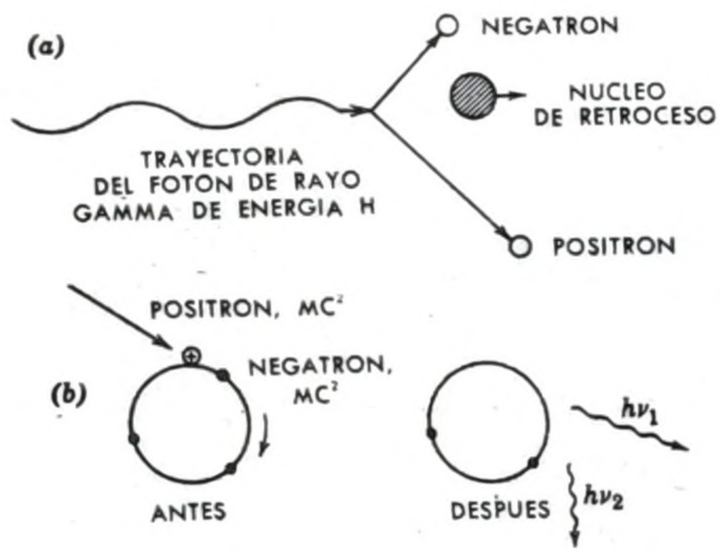


FIG. 11-16. *a*) Producción de un par positrón-negatrón en el campo de fuerzas próximo a un núcleo. *b*) Aniquilación de un positrón y un negatrón, que da origen a dos rayos gamma.

Este proceso no puede ocurrir en el espacio vacío. El núcleo o electrón retrocede como si se alejara del rayo gamma incidente, haciendo así posible la creación del par.

2. La producción de pares en la proximidad de un núcleo es un fenómeno mucho más frecuente y más fácilmente observado que la producción cerca de un electrón. En primera aproximación la producción de pares nucleares por átomo es proporcional a Z^2, y la producción electrónica a Z, de manera que los elementos pesados como el plomo son favorables para la producción de pares.

3. La probabilidad de producción de pares nucleares aumenta con la energía del rayo gamma.

4. Otros procesos de producción de pares son también posibles pero menos notables. Por ejemplo, puede producirse un par por choque de un electrón de alta energía con un núcleo o un electrón.

Aniquilación. 1. Cuando positrones rápidos inciden sobre cualquier material producen ionización en la misma proporción que negatrones de la misma velocidad. El mecanismo es diferente ya que el positrón *atrae* a los electrones negativos.

2. Cuando los positrones se han moderado suficientemente, se asocian con electrones planetarios aniquilándose entre sí con la producción de radiación electromagnética.

3. Generalmente se producen dos fotones de rayos gamma por razones de conservación de energía e impulso (fig. 11-16*b*). Entonces el proceso más común de destrucción de positrones *no* es el inverso del proceso más frecuente de producción. En la mayoría de los casos, un núcleo no está cerca para recibir impulso. Tal recepción resulta necesaria si se emite un solo fotón.

4. Excepcionalmente el positrón es atrapado por un electrón tan próximo al núcleo que emite un solo fotón.

Estos descubrimientos, hermosos en su simplicidad, acentúan el hecho de que la materia macroscópica puede considerarse como una forma de energía de acuerdo con la ecuación 7 de Einstein, pág. 40. También demuestran que, en condiciones adecuadas, la energía radiante y la materia energía son totalmente transformables entre sí. Veamos ahora algunas experiencias que extienden nuestro conocimiento sobre creación y aniquilación de materia.

★ Los rayos gamma de alta energía pueden producir fotoelectrones y electrones de retroceso Compton, así como pares positrón-negatrón. Anderson hizo que los rayos de 2,6 Mev del Th C″ incidieran sobre una lámina de plomo de 1/4 mm de espesor. Obtuvo así cerca de 1.400 negatrones simples, 100 positrones simples y 60 pares. Los positrones simples deben interpretarse como miembros de pares cuyos negatrones correspondientes son demasiado lentos para salir del plomo. Si tanto el positrón como el negatrón emergen del plomo, casi sin excepción la suma de sus energías cinéticas está por debajo de los 1,6 Mev. En la producción de pares, la energía del cuanto de rayo gamma se divide en varias partes, a saber:

1. Energía en reposo del negatrón, m_0c^2.
2. Energía en reposo del positrón, m_0c^2.
3. Energía cinética del negatrón, T_1.

4. Energía cinética del positrón, T_2.

5. Energía cinética del núcleo en cuyo campo se forma el par. El último término puede despreciarse, de manera que podemos escribir para los rayos gamma del Th C″,

$$T_1 + T_2 = h\nu - 2m_0c^2 = 2{,}6 \text{ Mev} - 1{,}02 \text{ Mev} = 1{,}6 \text{ Mev} \tag{10}$$

Esta es la máxima energía cinética posible; su valor corresponde a pares formados en la superficie del plomo. Esta teoría simple da una explicación satisfactoria de los resultados.

¿Por qué la producción de pares aparece únicamente en presencia de un núcleo, o de alguna otra partícula? Las ecuaciones de conservación de energía e impulso para la producción de pares en el espacio vacío nos conduce a inconsistencias físicas. Antes de que se produzca el par tenemos solo un fotón. Para cualquier fotón, el cociente de impulso sobre energía es igual a $1/c$. Si el par sé produjera en espacio libre, tendríamos sólo partículas cargadas. Para cualquier partícula material, el cociente de impulso sobre energía es igual a $mv/mc^2 = v/c^2$, que es menor que $1/c$. Para cualquier sistema de partículas materiales, el impulso sobre la energía es menor que $1/c$. Por ello, si se conserva la energía, no se puede conservar el impulso; es decir, no se puede producir un par a menos que exista algún medio para intercambiar energía con otra partícula o fotón.

Haciendo el razonamiento inverso un positrón y un negatrón no pueden combinarse para formar un fotón sin intervención de otra partícula. Sin embargo se pueden conservar energía e impulso si se producen dos cuantos. Es interesante considerar el caso en que chocan un positrón y un electrón cuyas energías son tan pequeñas que el impulso del sistema puede suponerse nulo. Entonces el par de fotones producido debe tener impulso resultante nulo; es decir, deben tener iguales energías y moverse en direcciones opuestas. La ecuación de energía es

$$2m_0c^2 = 2h\nu \tag{11}$$

Entonces $h\nu = 0{,}51$ Mev, y la longitud de onda de cada fotón es 0,024 Å. Cuando los positrones inciden sobre la materia se produce radiación de aproximadamente esta frecuencia. Este proceso se denomina *radiación de aniquilación;* aparece como una parte de los "rayos dispersados" toda vez que se dirige radiación gamma dura hacia un bloque de materia, y su naturaleza era un enigma hasta que se comprendió la aniquilación de pares. Tiempo después Thibaud enfocó corrientes de positrones sobre láminas de metal pesado y determinó así el número promedio de fotones producido por aniquilación de un positrón y un electrón. Los resultados son aproximados pero la cifra es próxima a *dos*, de acuerdo con las ideas anteriores.

★ **Positronio.** Ruark y también Saha llamaron la atención sobre la posible existencia transitoria de un átomo formado por un positrón y un electrón (figura 11-17). Se sugirió el nombre "positronio". Las líneas espectrales de esta interesante configuración están en longitudes de onda aproximadamente dobles de las correspondientes líneas del hidrógeno atómico. La razón es que la masa reducida es sustancialmente la mitad de la masa reducida del átomo de hidrógeno. Wheeler consideró que la vida de tal combinación se desintegraría por autoaniquilación. Demostró que la vida depende fuertemente de la orientación relativa de los spins de ambas partículas. Si sus impulsos angulares de spin son antiparalelos, la vida es muy corta pero si son paralelos, es aproximadamente 10^{-7} seg, para el estado inferior debido a que se aplican los principios de selección. Entonces la desintegración se produce únicamente por emisión de tres fotones (en vez de dos), y éste es un suceso relativamente improbable. Deutsch ha demostrado la presencia del positronio en el gas nitrógeno atravesado por positrones. Este avance ha aumentado las investigaciones porque las propiedades del positronio ofrecen una oportunidad para verificar algunos detalles muy finos de la teoría cuántica para sistemas de dos partículas.

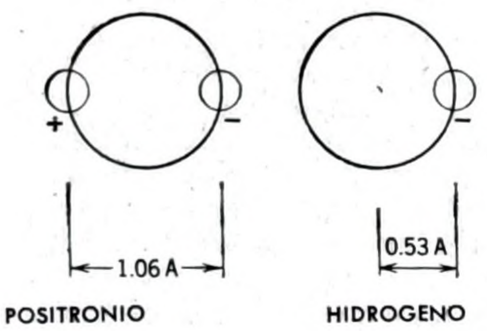


FIG. 11-17. Comparación del positronio con el átomo hidrógeno. Los niveles de energía del positronio están separados por intervalos que son la mitad de los del hidrógeno y, por ello, la primera línea de la serie de Lyman estará en 2.430 A. El radio orbital es, no obstante, igual al del hidrógeno.

★ **Interacción débil de dos fotones.** En un proceso inverso a la aniquilación de dos cuantos chocarían dos rayos gamma produciendo un par. Este proceso debería existir pero la teoría demuestra que es muy poco frecuente. A pesar de ello su *posibilidad* prueba la existencia de una interacción entre fotones; se hace necesario efectuar muy pequeñas correcciones a la teoría electromagnética de la luz.

Teoría de Dirac sobre positrones y negatrones. Antes del descubrimiento del positrón Dirac había predicho su existencia, en cierto sentido. Dirac había descubierto un conjunto de ecuaciones que gobiernan el comportamiento de un electrón y que hoy se consideran fundamentales. Sabemos por la mecánica ordinaria que un electrón libre puede tener cualquier energía total igual o mayor que su energía en reposo m_0c^2; pero surge como consecuencia de las ecuaciones de Dirac que puede igualmente tener un valor *negativo* igual a $-m_0c^2$ o cualquier valor menor hasta infinito negativo. Además, si aplicamos una fuerza a un electrón de energía negativa, es decir, masa negativa, se moverá en dirección exactamente opuesta a la que seguiría un electrón ordinario.

Dirac supuso audazmente que, además de electrones negativos de energía positiva como los que hay en la materia, todo el espacio está uniformemente cubierto por electrones negativos de energía negativa, y que no los notamos simplemente porque están en todas partes. Supongamos, sin embargo, que un fotón de rayo gamma cuya energía sea mayor que $2m_0c^2$ encuentra uno de estos electrones y cambia su energía de un valor negativo a uno positivo mayor que m_0c^2. En ese caso se alejaría dejando tras de sí un pequeño orificio en el espacio todo cubierto de cargas negativas. ¿Qué significaría para nosotros tal orificio? La ausencia de carga negativa nos parecería una carga positiva; el orificio sería un positrón.

De esta manera, con un golpe audaz, Dirac da una explicación plausible de la existencia de dos clases de carga eléctrica como también una interpretación clara de la producción de pares. Su concepto, aunque revolucionario, ha sido muy útil en física teórica. La figura 11-18 ayuda a visualizar la interpertación de los agujeros pero no debe tomarse al pie de la letra. La abscisa representa todas las coordenadas del espacio ordinario, y la ordenada representa la energía del electrón. Los estados de energía positiva están ocupados solo en algunos lugares, allí donde existe un electrón libre o electrones ligados a un núcleo. Estos últimos tienen energías totales que están algo debajo de m_0c^2 puesto que su energía potencial es negativa. A la derecha se muestra un agujero en el conjunto

de electrones de energía negativa, producido por un rayo gamma que se aproxima a un núcleo. El diagrama no indica las energías de estos núcleos; están simplemente colocados al azar. Debe entenderse claramente que este esquema es una

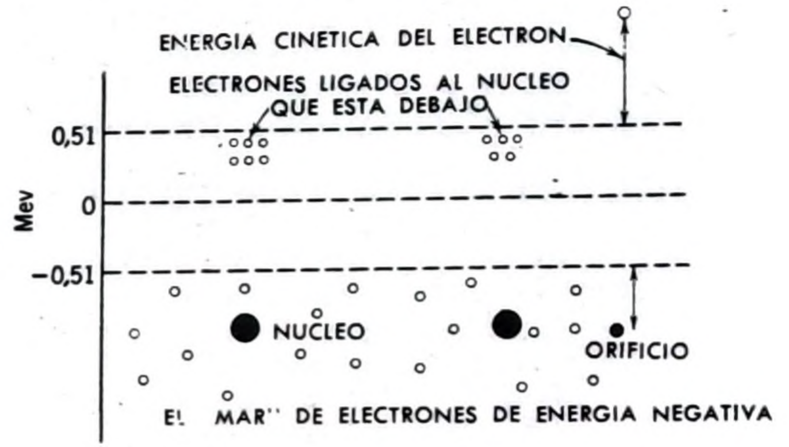


FIG. 11-18. Teoría de los agujeros de Dirac.

alternativa del más simple en que *no* hay un mar lleno de electrones de energía negativa. En este último la producción de pares es simplemente la creación de un electrón de energía positiva y otro de energía negativa.

★ **Momento magnético del electrón.** En la pág. 227 hemos considerado el impulso angular del electrón. Un cuerpo cargado que gira es equivalente a un sistema de corrientes circulares y debería tener un momento magnético proporcional a su impulso angular, $h/2\pi$. Las experiencias sobre espectros de átomos en un campo magnético indican que el electrón tiene un momento magnético y que su magnitud es

$$M = \frac{h}{2\pi}\frac{e}{2m_0c} \tag{12}$$

$$= (1.04 \times 10^{-27})\frac{4.8 \times 10^{-10}}{2(9 \times 10^{-28})(3 \times 10^{10})} = 9.2 \times 10^{-21} \frac{\text{ergios/}}{\text{oersted}}$$

Esta cantidad es llamada *magnetón de Bohr*. Es posible construir un modelo clásico de un electrón que gira con un impulso angular de $h/4\pi$ y un momento magnético de 1 magnetón de Bohr. Abraham demostró, en efecto, que podemos variar la relación de impulso angular a momento magnético dentro de amplios límites variando el modelo. Pero estos modelos están pasados de moda. Es un gran mérito de la teoría de Dirac el predecir correctamente el momento magnético y de spin del electrón, sin hacer ninguna mención de un modelo.

5. El neutrino

Discusión más amplia de los espectros de rayos beta. En la pág. 322 hemos discutido la verificación de la opinión de que en la desintegración beta se emite un neutrino. Hemos visto que emergen del núcleo electrones de desintegración con cualquier energía desde cero hasta un cierto valor máximo $E_{máx}$. Se han considerado tres tipos de explicación, a saber:

1. La diferencia entre $E_{máx}$ y la energía de un electrón particular puede ser llevada por una partícula de pequeña masa, sin carga, y alto poder penetrante capaz de escapar a la observación en la experiencia de Ellis y Wooster.
2. Todos los núcleos madres y los núcleos hijos tienen energías idénticas pero la ley de conservación de energía puede no valer durante la desintegración beta.
3. Los núcleos madres (y/o núcleos hijos) no tienen todos idéntica energía, aunque no se hayan podido detectar diferencias de comportamiento asociadas con esta diferencia de energías.

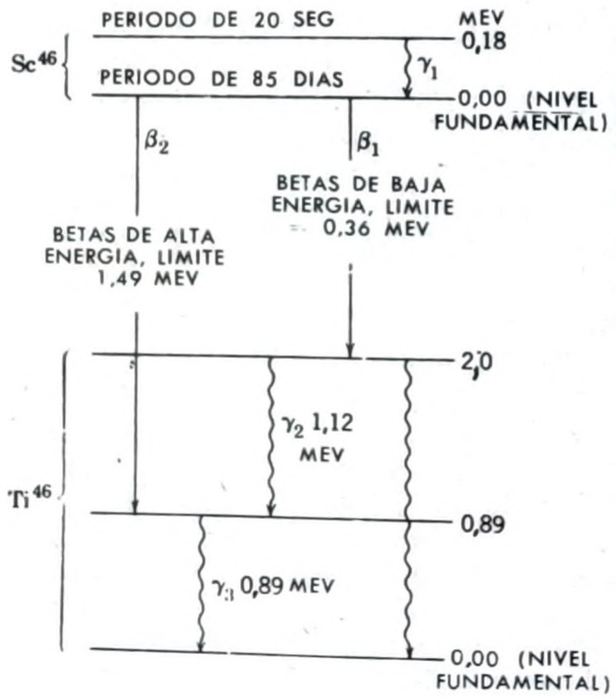


FIG. 11-19. Rayos beta y gamma de la desintegración del escandio 46. La emisión beta puede dejar al átomo hijo, titanio 46, en uno de dos niveles de energía. El rayo gamma llamado γ_1 tiene una energía igual a la diferencia entre los límites superiores de los dos espectros de rayos beta.

Con respecto a (3) se ha comprobado que los niveles de energía del emisor beta y del núcleo hijo están bien definidos, y que están separados por una diferencia de energía igual a $m_0c^2 + E_{máx}$.

★ La figura 11-19 muestra un ejemplo que demuestra lo dicho. El escandio 46 existe en dos niveles de energía. La forma más energética pasa a la otra por emisión de un rayo gamma de 0,18 Mev. Desde el nivel inferior se produce desintegración beta siguiendo *dos* caminos, y a esto sigue la emisión de rayos gamma del núcleo hijo. Existen dos espectros de rayos beta superpuestos cuyos límites superiores son 0,36 Mev y 1,49 Mev. Pero la diferencia entre ambos es igual a la energía del rayo gamma de 1,12 Mev del núcleo hijo. Además Jurney demostró que este rayo gamma se emite únicamente cuando se produce un rayo beta lento. Tenemos que inferir que los niveles de energía inicial y final están por lo menos tan bien definidos como las energías de los rayos gamma muy monocromáticos.

Detección del neutrino. Se ha tratado de detectar choques de neutrinos con electrones, o con protones, mediante cámaras de ionización, pero todas las experiencias han fallado. Sin embargo existe una comprobación directa de su producción obtenida por J. S. Allen. Para comprender su método debemos describir la *captura K*. En algunos casos un núcleo puede absorber un electrón K del átomo en el cual reside, y en el proceso se emite un neutrino. Un ejemplo es

$$Be^7 + \text{electrón } K \rightarrow Li^7 + \text{Neutrino}$$

El método de detección generalmente se basa en que, después de haber capturado el electrón K, queda un lugar vacío en la capa K, de manera que se emite la serie K de rayos X del átomo hijo; pero este proceso, en sí mismo, no demuestra la presencia o ausencia del neutrino. Lo que buscaba Allen era el retroceso del núcleo de Li^7 cuyo impulso debería ser igual al del neutrino. Debido a la baja masa del litio, la energía de retroceso tendría que ser 58 ev, lo que hace posible la detección directa del núcleo de retroceso. En esta difícil experiencia Allen observó núcleos de retroceso cuyas energías iban hasta 45 ev. ¿Por qué no puede reforzarse la comprobación exponiendo Li^7 a neutrinos y demostrando así la producción del Be^7? Los cálculos demuestran que los efectos serían demasiado pequeños para los métodos actuales de detección. El éxito del experimento de Allen constituye una comprobación tan buena de la existencia del neutrino como lo sería la demostración de su captura directa por el litio.

Propiedades. La masa en reposo del neutrino depende de la forma exacta de las curvas que muestran la distribución de energías de rayos beta (pág. 322). El estudio de estas formas para varios casos de emisión beta no permite una determinación precisa de la masa pero es evidente que la masa hipotética del neutrino debe ser muy pequeña comparada con la masa del electrón. A menudo se supone que dicha masa es nula.

El neutrón se desintegra (sección 6) según la reacción

$$n \rightarrow H^1 + e^- + \text{Neutrino}$$

Tanto el neutrón como el protón y el electrón tienen spin 1/2. El lector puede ver que el único valor posible para el spin del neutrino es 1/2, a menos que supongamos que el protón y el electrón tienen impulsos angulares orbitales en torno del centro de masa, lo que es improbable. La consideración de muchos otros casos confirma el valor 1/2.

Podemos considerar el neutrino como un esquivo primo del fotón. Probablemente se mueve con la velocidad de la luz. Obedece el principio de exclusión de Pauli aunque el fotón no lo hace. Interactúa con el electrón y un núcleo pero no tenemos comprobación experimental directa de su interacción independiente con electrones o con núcleos individualmente.

6. El neutrón

Descubrimiento. En 1930 Bothe y Becker hallaron que, cuando las partículas alfa del polonio inciden sobre berilio o boro, se emite una radiación muy penetrante. Naturalmente supusieron que era radiación gamma de muy alta energía. Los esposos Curie-Joliot observaron que esta radiación puede extraer protones de cualquier material que contiene hidrógeno. Consideraron los protones como retrocesos producidos por dispersión de fotones. En 1932 Chadwick estableció que la frecuencia con que son emitidos los protones es miles de veces mayor que la predicha por la mecánica ondulatoria, y que la supuesta radiación gamma del berilio tendría que poseer una energía cuántica de 50 Mev. Estas dificultades lo llevaron a suponer que los protones de retroceso son producidos por partículas materiales de gran energía.

El problema con que se enfrentó fue la medición de su carga y masa. Efectuó experiencias que demostraron claramente que son neutrones, que no poseen carga detectable, y que su masa es aproximadamente igual a la de un protón. Hizo colocar un disco con polonio cerca de uno de berilio, de

manera que el último era bombardeado por muchas partículas alfa, como puede verse en la fig. 11-20. Detrás del berilio había una cámara de ionización cerrada por una lámina de oro. La salida amplificada de esta cámara operaba un oscilógrafo. Cada partícula ionizante que penetraba en la cámara producía una desviación definida en el oscilógrafo registrándose así la producción de varias partículas fuertemente ionizantes por minuto. Se supuso que eran átomos de nitrógeno u oxígeno puestos en movimiento por los neutrones. Eran originados en el aire que estaba entre el berilio y la cámara, o en la cámara misma, y su máxima velocidad era cerca de $4{,}7 \times 10^8$ cm/seg. Feather confirmó muy pronto esta hipótesis haciendo observaciones de los núcleos de retroceso en una cámara de niebla. Chadwick colocó una lámina de parafina sólida entre el berilio y la cámara de ionización, y el número de desviaciones por minuto *aumentó*, debiéndose este aumento a los protones arran-

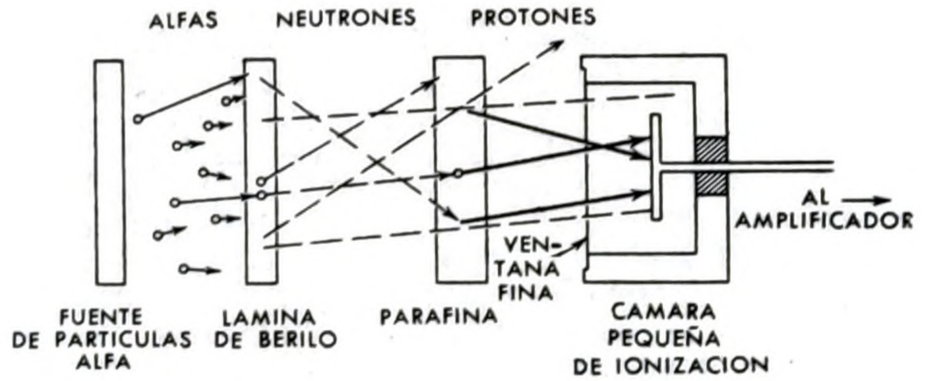


FIG. 11-20. Aparato de Chadwick para el descubrimiento del neutrón.

cados a la parafina. Los protones enviados directamente hacia adelante tenían un alcance de 40 cm en aire, lo que corresponde a una velocidad inicial de $3{,}3 \times 10^9$ cm/seg, o una energía de cerca de 5,7 Mev. Mediante ambos conjuntos de datos para el nitrógeno, oxígeno y protones, referentes a choques de frente de los neutrones más rápidos, podemos obtener su masa M y su máxima velocidad V, puesto que se conservan energía e impulso. A partir del resultado de Chadwick era evidente que las reacciones que producían neutrones con berilio y boro eran

$$Be^9 + \alpha \rightarrow C^{12} + n \qquad B^{11} + \alpha \rightarrow N^{14} + n$$

Estos procesos abrían un camino mejor para obtener la masa M del neutrón. La masa se conserva si tomamos en cuenta la masa equivalente de las energías cinéticas de todas las par-

tículas móviles (pág. 38). Llamemos $T\alpha$ a la masa equivalente a la energía de la partícula alfa, usando símbolos análogos para las otras partículas. Entonces, en el caso del boro, usando el símbolo atómico para la masa en reposo correspondiente tenemos

$$B^{11} + \alpha + T_\alpha = N^{14} + T_{14} + M + T_n \qquad (13)$$

Las masas del B^{11}, α, y N^{14} se obtienen mediante un espectrógrafo de masa, $T\alpha$ se halla a partir del alcance de la partícula alfa; y T_{14} y T_n se calculan considerando conservación de energía e impulso en el choque, de manera que conocemos todos los términos, excepto M. Chadwick halló el valor 1,010, y el valor actualmente aceptado es 1,00894. El neutrón es definitivamente más pesado que el protón que posee una masa de 1,00812. Estos resultados están expresados en la escala "física" en la cual la masa del 0^{16} es exactamente 16.

El neutrón como piedra nuclear fundamental. Antes del descubrimiento del neutrón se suponía que el núcleo estaba formado por protones y electrones y que muchos de ellos estaban agrupados en partículas alfa. La partícula alfa se consideraba como un agregado muy estable de cuatro protones y dos electrones. El litio 6, por ejemplo, se describía como una partícula alfa, dos protones y un electrón. Esta opinión era sugerida por la emisión de partículas alfa y beta por los elementos radiactivos pesados pero fallaba cuando se trataba de aplicarla para obtener conclusiones sobre el comportamiento de electrones en el núcleo. Por ejemplo, antes del descubrimiento de Chadwick, algunos científicos sugirieron la existencia del neutrón. Langer y Rosen notaron que un electrón podría combinarse con un protón formando un sistema de dimensiones nucleares. Si así fuera se emitiría energía, y debido a la equivalencia de masa y energía, la masa del neutrón sería menor que la suma de las masas del electrón y del protón. Sin embargo esta predicción no coincidía con la realidad.

★ Es posible demostrar que los electrones no pueden existir dentro del núcleo si se aplican los principios usuales de la mecánica cuántica. Existe un teorema relativo al principio de incertidumbre de la pág. 204 que establece que, si se encierra una partícula en una región cuyo radio sea X, su impulso promedio p debe ser por lo menos $h/4\pi X$. Para los núcleos más pesados, el radio es aproximadamente 10^{-12} cm y el correspondiente valor de p es de 5×10^{-16} g cm/seg. Con la ecuación 4 de la pág. 476 hallamos que la energía cinética de tal

electrón sería de 9,0 Mev. Para núcleos más livianos se encontrarían valores mucho mayores. No existen objeciones inherentes a la producción de tales energías cinéticas grandes ya que el campo de fuerzas nucleares *debería* mantener el electrón a pesar de su gran impulso. Sin embargo las aceleraciones del electrón en sus encuentros con las partículas nucleares pesadas originarían una radiación intensa o la producción de pares, a expensas de la energía del electrón. Por ello su impulso se reduciría rápidamente. La longitud de onda de De Broglie crecería hasta valores que excederían las dimensiones nucleares, y el electrón simplemente no podría seguir permaneciendo en el núcleo.

El descubrimiento del neutrón resolvió esta dificultad, puesto que condujo a la opinión de que el núcleo está compuesto enteramente por neutrones y protones. La partícula alfa, por ejemplo, está constituida por dos protones y dos neutrones. Entonces surge la pregunta: ¿Cómo pueden emitirse electrones y neutrinos? La respuesta, en forma aproximada, es que son fabricados en el momento de su emisión. Heisenberg formuló la idea de que un neutrón en el núcleo puede a veces transformarse en un electrón, un neutrino, y un protón, tras de lo cual ambas partículas livianas se escapan. Esta idea puede aclararse considerando el nacimiento de un planeta. Antes que su material se separe del sol no se puede decir que el planeta exista como tal. Análogamente no se puede decir que un neutrón dentro del núcleo contenga un electrón, un neutrino y un protón aún cuando pueda dividirse dando origen a estas partículas.

En general tendemos a considerar al núcleo *como si* fuera un conjunto de neutrones y protones aunque sabemos que sería más correcto tratar al núcleo como un crisol dentro del cual dichas partículas pierden hasta cierto punto su identidad.

★ **Principales métodos para producir neutrones.** Existen tantas reacciones para producir neutrones que la elección de un método depende del rendimiento y energía neutrónica deseada. Algunas reacciones brindan un amplio espectro de energías y otras proveen neutrones monoenergéticos. Aumentando la energía de las partículas bombardeantes naturalmente se hacen crecer las energías de los neutrones. El cuadro 11-1 detalla algunas de las reacciones más importantes. Los valores de energía se refieren a las condiciones empleadas en laboratorios con ciclotrón. Los rendimientos dependen fundamentalmente de la energía de la partícula bombardeante.

CUADRO 11-1. PRODUCCIÓN DE NEUTRONES

Reaccion	*Energías aproximadas de los neutrones; rendimientos; observaciones*
	Reacción
$H^2(d, n)He^3$	Fisión en pilas 2,4 Mev; blanco de hielo pesado; no se emiten rayos gamma; el rendimiento es grande a energías de los deuterones relativamente bajas, de algunos cientos de kev.
$Be^9(d, n)B^{10}$	0,9 Mev con una energía de bombardeo de 5 Mev; gran rendimiento.
$Li^7(d, n)Be^8$	0-20 Mev; gran rendimiento.
$H^2(\gamma, p)H^1$	Neutrones monoenergéticos. Energía $= h\nu - 2$ Mev; rendimiento pequeño.
Fisión en pilas	0-3 Mev; la presencia de material moderador reduce la velocidad de los neutrones.

Nómina de las interacciones de los neutrones con la materia. El comportamiento de los neutrones en la materia macroscópica depende fundamentalmente de su velocidad. No interactúan con los electrones en proporciones que puedan ser fácilmente medibles. La única fuerza existente entre un neutrón y un electrón es la interacción de sus momentos magnéticos, por lo que sabemos hasta ahora. Pero el neutrón interactúa fuertemente con los protones y con otros neutrones demostrando la existencia de campos nucleares distintos de los comunes electromagnéticos (pág. 426).

Como los neutrones se frenan por choque con los núcleos, pasan por distintos rangos de velocidad correspondientes a diferentes esquemas de comportamiento. A pesar de que no se pueden definir límites exactos, es conveniente utilizar los siguientes adjetivos:

Rápido	1–10 Mev
Intermedio	0,001–1 Mev
Resonancia	0,05–1000 ev
Térmico	0,025–0,05 ev

(La denominación "neutrón lento" es ambigua en la práctica. A veces, se quiere indicar la región termal; otras, el término incluye la zona hasta varios electrón-voltios. La usaremos en el segundo sentido.) La principal razón por la cual los neutrones cambian su comportamiento al frenarse es el cambio en la longitud de onda de De Broglie, relativa a las dimensiones del núcleo. La longitud de onda va desde el orden de las dimensiones nucleares hasta varios angstroms. El cuadro 11-2 resulta útil para comprender lo que sigue.

CUADRO 11-2. PROPIEDADES DE LOS NEUTRONES A DISTINTAS ENERGÍAS

Energía	*Velocidad (cm/seg)*	*Tiempo para recorrer 1 m (μseg)*	*Longitud de onda (angstroms)*	*Número aproximado de choques de protones necesarios para alcanzar la velocidad térmica*
1 Mev	$1{,}4 \times 10^9$	0,072	3×10^{-4}	25
1000 ev	$4{,}4 \times 10^7$	2,3	9×10^{-3}	15
1 ev	$1{,}4 \times 10^6$	72	0,29	5
0,025 ev (térmico)	$2{,}2 \times 10^5$	460	1,8	——
0,01 ev	$1{,}4 \times 10^5$	720	2,9	——

★ **1. Regiones rápida e intermedia.** Las principales interacciones de los núcleos en orden aproximado de importancia decreciente son las siguientes:

a) Dispersión (y pérdida de energía) en choques elásticos. En sustancias de baja masa atómica promedio, como la

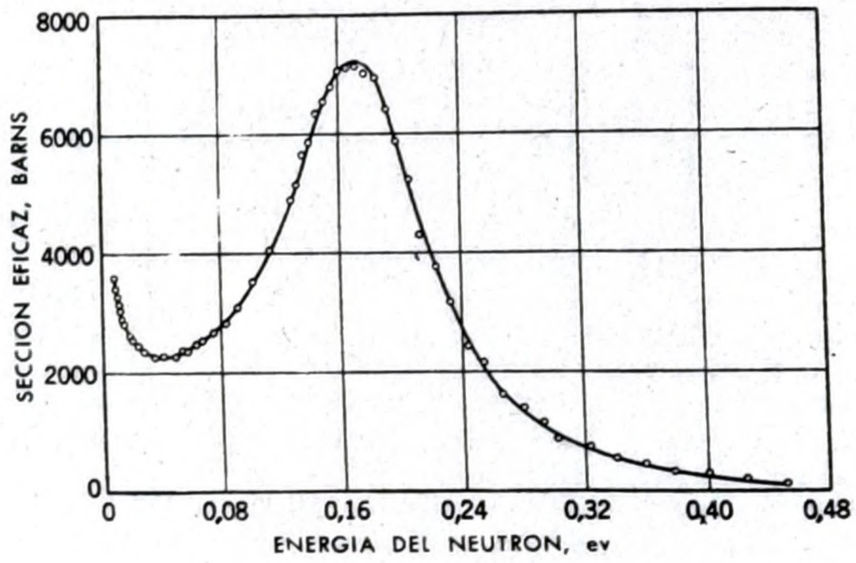


FIG. 11-21 *a*)

FIG. 11-21 *a*) Secciones eficaces para neutrones lentos de *a*) cadmio, que muestra una fuerte resonancia y *b*) boro, que resulta proporcional a $1/v$ debido a la ausencia de un nivel neutrónico inferior en el núcleo compuesto. La gran sección eficaz del boro se debe al isótopo 10. El tiempo de vuelo de los neutrones (sobre una distancia prefijada) es, por supuesto, proporcional al recíproco de la velocidad. El orden de magnitud de las energías se indica en la abscisa. (Según Rainwater, Dunning y col.)

parafina o el agua, el proceso de dispersión es sumamente efectivo en la reducción de la velocidad hasta valores termales. En promedio, un neutrón pierde la mitad de su energía en un choque con un protón.

b) Captura por núcleos con emisión de partículas, o rayos gamma. Los núcleos formados pueden ser estables o radiactivos.

c) Dispersión inelástica que excita al núcleo. Efecto que no es importante salvo en algunos elementos pesados.

Para la región intermedia los fenómenos son los mismos exceptuando que la energía puede no ser suficiente para producir muchas reacciones nucleares, y la dispersión inelástica debería omitirse.

★ **2. Región de resonancia.** Cuando un neutrón se aproxima a un núcleo no existe barrera de Coulomb que se oponga a su entrada. En realidad, el núcleo lo atrae. *Cuando la energía total del sistema concuerda con un estado cuántico excitado del núcleo producido por la captura, la probabilidad de captura efectiva llega a valores muy altos.* El núcleo y el

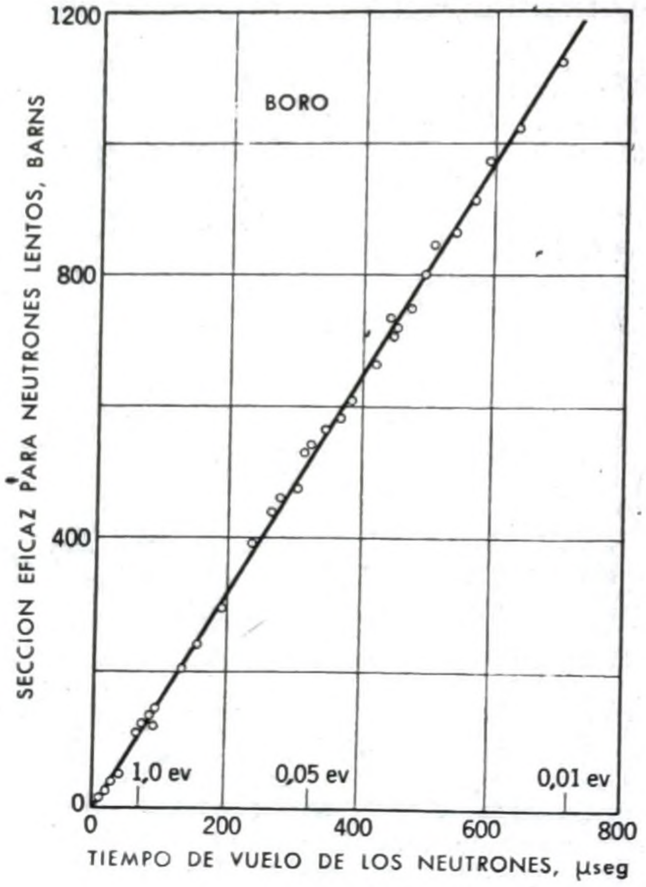


FIG. 11-21 *b*)

neutrón están "en sintonía" y la sección eficaz de captura puede llegar a varios cientos o miles de barns (pág. 346), valor enorme comparado con la sección eficaz "geométrica". Este proceso es denominado captura por resonancia. En la figura 11-21*a* se ve cómo varía la sección eficaz con la velocidad, para el cadmio.

★ **3. Región térmica.** Si no se produce captura por resonancia, los neutrones se moderan hasta que llegan a equilibrio termal con el medio. Entonces la sección eficaz de captura varía —en modo general— proporciónalmente a $1/v$, como puede verse en la fig. 11-21*b* correspondiente al boro. Eventualmente, el neutrón será absorbido; su destino normal será su unión con un núcleo. Consideraremos ahora estos asuntos con mayor detalle.

Dispersión de neutrones. 1. *Interacción con electrones y núcleos.* La casi imposibilidad de interacción del neutrón con los electrones se demuestra mediante investigaciones en cámara de niebla. Es comparativamente fácil obtener un gran número de trazas producidas por átomos que retroceden de los neutrones ya que el neutrón mismo no produce casi iones al atravesar una cámara de expansión de dimensiones normales. Dee estableció que la ionización a lo largo de la trayectoria de un neutrón es menor que un par de iones en 3 m de aire. Por ello se hacen entrar muchos neutrones en una cámara de Wilson durante la exposición fotográfica, de manera que exista una buena probabilidad de fotografiar un núcleo de retroceso (fig. 11-22) en cada expansión.

2. *Experiencias de dispersión.* Dunning, Pegram, Fink y Mitchell realizaron los primeros trabajos importantes en Columbia. En muchas de las experiencias se usó el dispositivo indicado en la fig. 11-23. La fuente es un tubo de vidrio *N* envuelto en limaduras de berilio y lleno con el radón obtenible a partir de varios gramos de radio. Un recipiente de platino rodea la fuente y un bloque de plomo *G* absorbe la radiación gamma emitida hacia el bloque dispersor *S*. *P* es un bloque de parafina que emite protones debido a los neutrones que inciden sobre él, y el detector *C* es una cámara de ionización unida a un amplificador que acciona un oscilógrafo y un contador mecánico. El sistema eléctrico está diseñado de manera que las trazas de ionización debidas a protones (fig. 11-24) pueden distinguirse de los efectos de desviación. Todas las partes del aparato están montadas sobre alambres o varillas finas para reducir el efecto de los neutrones dispersados por objetos próximos.

Un bloque de parafina de 3 a 4 cm de espesor dispersa casi la mitad de los neutrones rápidos haciendo imposible que lleguen a la cámara de ionización. Mediante los datos de dispersión se puede calcular el libre camino medio de un neutrón y la sección eficaz de dispersión (pág. 344).

FIG. 11-22. Protones de retroceso producidos por neutrones de unos 2,4 Mev de energía (según Dee y Gilbert). La fuente está en el extremo superior izquierdo.

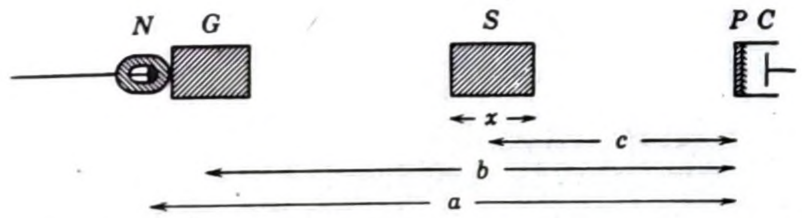


FIG. 11-23. Aparato de Dunning para estudiar la dispersión de neutrones.

3. *Sección eficaz de dispersión rápida.* Para neutrones cuyas energías sean de 1 Mev o más, la sección eficaz de dispersión de núcleos pesados y medianos es aproximadamente πR^2, siendo R el radio nuclear. La condición que debe cumplirse para despreciar la naturaleza ondulatoria de los neutrones y usar la "sección eficaz geométrica" del obstáculo es

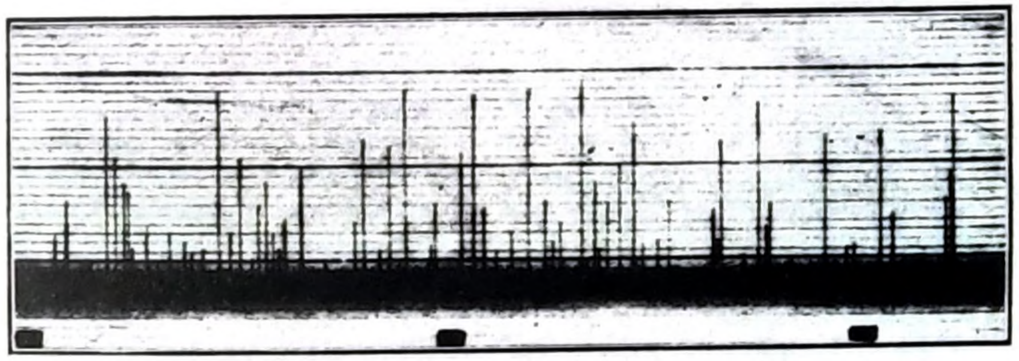


FIG. 11-24. Registro oscilográfico de los impulsos debidos a protones que retroceden de los neutrones (según Dunning). La película se movía horizontalmente. Cada protón que entraba en la cámara de ionización desviaba el espejo del oscilógrafo en una cantidad proporcional al número de iones producido. Cada línea vertical es el registro de tal desviación.

que R sea grande comparado con $\lambda/2\pi$, siendo λ la longitud de onda de De Broglie. A 1 Mev, $\lambda/2\pi$ es 5×10^{-13} cm. Distintas experiencias dan la siguiente fórmula para el radio nuclear:

$$R = 1.5 \times 10^{-13} A^{1/3} \qquad (14)$$

Si A, la masa atómica, es 33, R no excede el valor $\lambda/2\pi$ y la condición anterior no se satisface. A pesar de ello la fórmula da secciones eficaces que concuerdan bien con las experiencias sobre neutrones rápidos en elementos pesados y medianos. La sección eficaz de dispersión rápida va desde 1,6 hasta 5,3 barns cuando el número atómico crece de 1 a 82.

La captura de neutrones por los núcleos puede ser estudiada midiendo su absorción en esferas sólidas que rodean la fuente de neutrones. Los resultados demuestran que la dispersión de neutrones rápidos es mucho más frecuente que su captura.

4. *Distribución angular de neutrones dispersados.* Si se conoce la dirección de movimiento de los neutrones en una experiencia con cámara de niebla se puede medir el ángulo

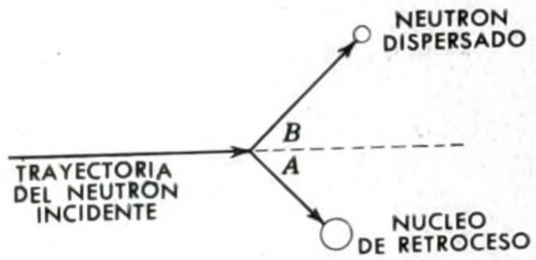


FIG. 11-25. Choque elástico entre un neutrón y un núcleo. En una fotografía de cámara de niebla, solo se ve la traza del núcleo.

A entre esta dirección y la traza de cada núcleo de retroceso (fig. 11-25). Entonces, puede calcularse el ángulo B en el cual es dispersado el neutrón utilizando las ecuaciones de conservación de energía e impulso. Para muchos elementos, los números relativos de neutrones dispersados a distintos ángulos concuerdan con los que se obtendrían si el neutrón y el núcleo chocado se comportaran como esferas macizas.

5. *Cómo puede obtenerse la distribución de energías de una fuente de neutrones.* A partir del alcance del núcleo de retroceso puede obtenerse su velocidad usando la relación conocida entre alcance y velocidad para una partícula de carga y masa dadas. Entonces puede calcularse la velocidad del neutrón dispersado conociendo el ángulo B y aplicando la ley de conservación del impulso en el choque. Finalmente, calculando las energías cinéticas del neutrón dispersado y del núcleo, su suma da la *energía cinética del neutrón incidente.* Entre los neutrones provenientes de una fuente de Po-Be (es decir, berilio bombardeado con partículas alfa del polonio) encontramos algunos neutrones cuyas energías llegan hasta los 12 Mev, un grupo fuerte cuya energía máxima es de 4,8 Mev y varios grupos de energía menor.

Moderación. En un choque elástico con un núcleo de masa M, una partícula de masa m retiene solo una parte de su energía. Consideremos ambos como esferas rígidas, usando la mecánica clásica (pág. 341). Tomando en cuenta todos

los tipos de choques, desde el choque de frente hasta el rasante, el valor promedio de la energía final sobre la energía inicial es

$$F = 1 - \frac{2mM}{(M+m)^2} \tag{15}$$

Podríamos también usar masas atómicas. Poniendo $m = 1$ para el neutrón obtenemos los siguientes valores para F:

	H	C	O	Pb
$F =$	0,5	0,858	0,889	0,9904

Después de diez choques con protones la energía del neutrón se reduciría en un factor 1.000 mientras que, después de diez choques con plomo, la pérdida es solo de algunos por ciento. Vemos así la gran influencia del peso atómico en el comportamiento de los neutrones que se difunden desde una fuente puntual en un cuerpo grande comparado con el libre camino de dispersión.

Cuanto más lejos van, tanto más lentos son. Igual que otros factores, un bajo valor de M hace muy efectivo al material para moderar los neutrones hasta velocidades a las cuales pueden ser fácilmente absorbidos. Para liberarse de neutrones *los factores primordiales son un M bajo y un alto coeficiente de absorción a bajas velocidades.* La parafina y el agua son comúnmente usadas como agentes moderadores. Cuando los neutrones llegan a velocidades termales se pueden formar haces de neutrones mediante tubos delgados y láminas ranuradas de cadmio. Aquellos que inciden sobre el cadmio son fuertemente absorbidos por el mismo. Probabilísticamente algunos neutrones rápidos no pierden mucha energía en un medio moderador. Entonces el cadmio no los absorbe. Un haz de neutrones lentos está siempre contaminado con este residuo rápido.

Ejemplo. Después de n choques, la energía retenida por un neutrón sería

$$E' = E_0 F^n$$

si la pérdida promedio se produjera en cada choque. Entonces,

$$\log (E_0/E') = n \log (1/F)$$

Queremos saber qué espesor de carbón es necesario para moderar neutrones de 2 Mev hasta 1 ev. Consideremos el caso desfavorable en que todos los ángulos de dispersión son muy pequeños. Supongamos un libre camino de dispersión de

0,15 cm; entonces necesitamos un espesor algo menor que $0{,}15n$ cm, o

$$T = \frac{(0{,}15)\log(2 \times 10^6)}{\log(1/0{,}86)} = \frac{(0{,}15)(6{,}3)}{0{,}064} = 15 \text{ cm, aproximadamente}$$

En la realidad el libre camino medio de dispersión disminuye cuando baja la velocidad. Hemos utilizado un valor promedio para obtener un resultado aproximado.

La región de resonancia y la región lenta. Las mayores secciones eficaces de resonancia se producen cuando la energía de resonancia es baja. El cadmio tiene una resonancia muy baja, que está en los 0,18 ev. La figura 11-21 muestra que la sección eficaz debajo de esta resonancia nunca cae de bajo de los 2.000 barns, de manera que el Cad es un absorbente muy efectivo de neutrones termales. El boro es el segundo absorbente fuerte de interés. Se ha hallado que la sección eficaz de absorción del boro es proporcional a $1/v$ en un amplio rango —desde 0,01 a 50.000 ev—. En efecto, resulta

$$S_a = 118/E^{1/2} \text{ barns}$$

estando E expresado en electrón-voltios. Por consiguiente, las observaciones de la absorción de neutrones lentos en boro proven un medio para medir su energía.

★ La proporcionalidad de la sección eficaz a $1/v$ está predicha por la teoría de Breit y Wigner para cualquier caso en que no haya resonancia cerca de la región que interesa. Las resonancias se producen más o menos al azar a medida que subimos en el sistema periódico. Para cualquier isótopo puede haber varias, y varios isótopos de un elemento dado pueden tenerlas. El resultado es una variación irregular en el comportamiento de los elementos respecto de neutrones lentos. Los trabajos de medición de dispersión de neutrones y secciones eficaces de absorción para isótopos separados están aún en elaboración y los métodos usados son interesantes. Para el rango desde algunos cientos de electrón-voltios hasta millones de voltios, se utilizan generadores de tensión cuidadosamente controlados para bombardear blancos que dan neutrones monoenergéticos. Para neutrones lentos, los métodos son el espectrómetro de cristal y el espectrómetro de velocidades.

Mitchell y Powers demostraron en 1936 que los neutrones son difractados por cristales según la fórmula de Bragg, como si fueran rayos X. Así un haz de neutrones que tiene un

rango de velocidades puede dar un espectro de velocidades reflejándolo en un cristal. La longitud de onda, por supuesto, se calcula mediante la relación de De Broglie. Con el cuadro 11-2 vemos que, para neutrones lentos, dicha longitud de onda está en una región conveniente. En la fig. 11-26 se muestra

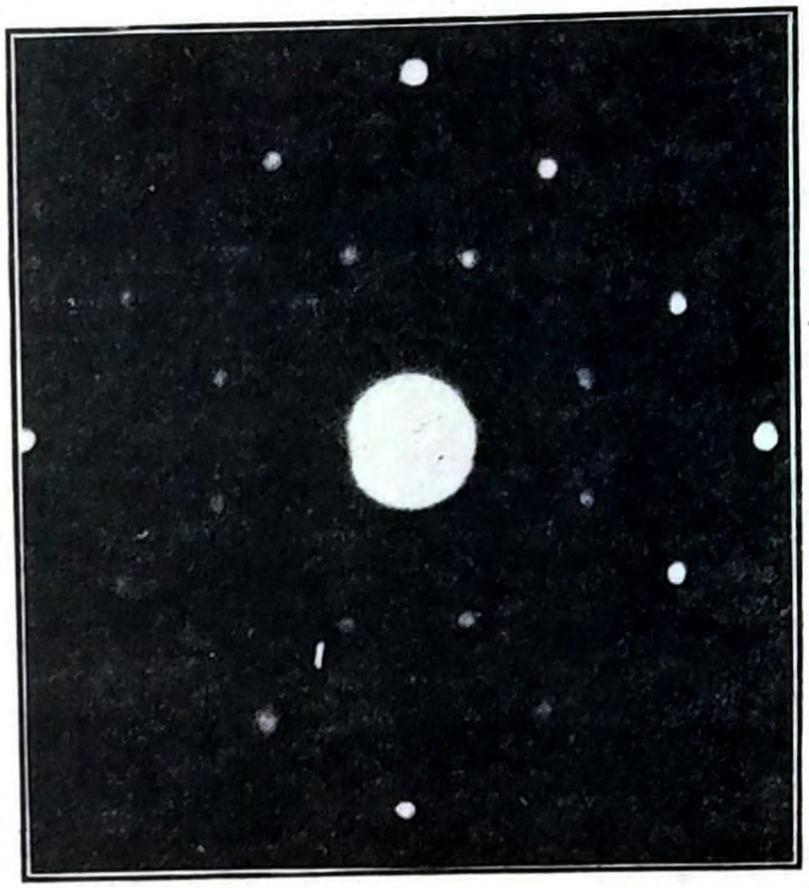


FIG. 11-26. Esquema de Laue para el NaCl, que muestra la difracción de neutrones por la red cristalina. (Según Shull, Marney y Wollan).

un esquema de Laue obtenido por Shull, Marney y Wollan en Oak Ridge. Un trabajo como éste requiere una intensidad de neutrones como la suministrada por un reactor. La difracción de neutrones se usa para tratar ciertos problemas difíciles de estructura cristalina. El poder de dispersión de *rayos X* para elementos livianos es muy pequeño; en contraste, el neutrón es fuertemente dispersado por elementos livianos. Así es posible determinar con neutrones las posiciones de los hidrógenos y otros átomos livianos en hielo y en otros compuestos orgánicos.

Un segundo método para clasificar los efectos de un haz heterogéneo de neutrones es el espectrómetro de velocidades.

En su forma más simple (fig. 11-27), dos discos de cadmio, provistos de ranuras, giran sobre un eje común. Su velocidad de rotación puede variarse. Los neutrones pasan por una ranura fija y caen sobre el primer disco. Cuando una ranura móvil pasa por la ranura fija un haz de neutrones pasa a través. Supongamos que contiene tres grupos, *S*, *M* y *F* —lento, medio y rápido—. Estos grupos se esparcen por el espacio a medida que se mueven hacia la derecha. La velocidad de rotación puede ajustarse de manera que el grupo *F* llega demasiado pronto para atravesar la segunda ranura móvil. El grupo *M* sí pasa y el grupo *S* llega demasiado tarde. (Si la fuente es un ciclotrón se usa otro método. El ciclotrón se pulsa, es decir, se hace operar intermitentemente por períodos muy breves; y se dispone un detector a una adecuada distancia que es sensible sólo durante períodos ligeramente posteriores, para registrar neutrones en un pequeño rango de velocidades.)

Desintegración espontánea del neutrón. Desde hace mucho tiempo se supone que tanto el neutrón como el protón no son indivisibles o partículas elementales, y que el neutrón debe formar un protón, un electrón y un neutrino por desintegración beta. Con las masas que figuran en el apéndice 2, la energía cinética máxima de los electrones debería ser de 0,8 Mev, calculada como sigue:

Diferencia de masa de neutrón y protón	0,00136	unidades de masa
Masa en reposo del electrón	0,00055	unidades de masa
Energía cinética	0,00081	unidades de masa
Equivalente a	0,755	Mev

Un cálculo muy reciente conduce al valor 0,782 Mev. Cálculos aproximados indican que el período debe ser del orden de los 10 min o más. Este tiempo es suficientemente largo como para hacer la experiencia de medición muy difícil aún cuando se use el fuerte haz de neutrones lentos producido por una pila.

Recientemente se ha demostrado la desintegración de neutrones (1951). Snell, Pleasanton y Mc Cord (ayudados en un principio por Shrader, Saxon y Miller) emplearon neutrones termales de la pila de grafito de Oak Ridge mientras Robson utilizó la pila de Chalk River en Canadá. El haz de neutrones termales atraviesa un electrodo semicilíndrico, como se ve en el esquema del aparato de Snell en la fig. 11-28. En

su caso, los protones producidos por los neutrones que se desintegran en vuelo son atrapados por una válvula electrónica multiplicadora, mientras que una parte de los electrones

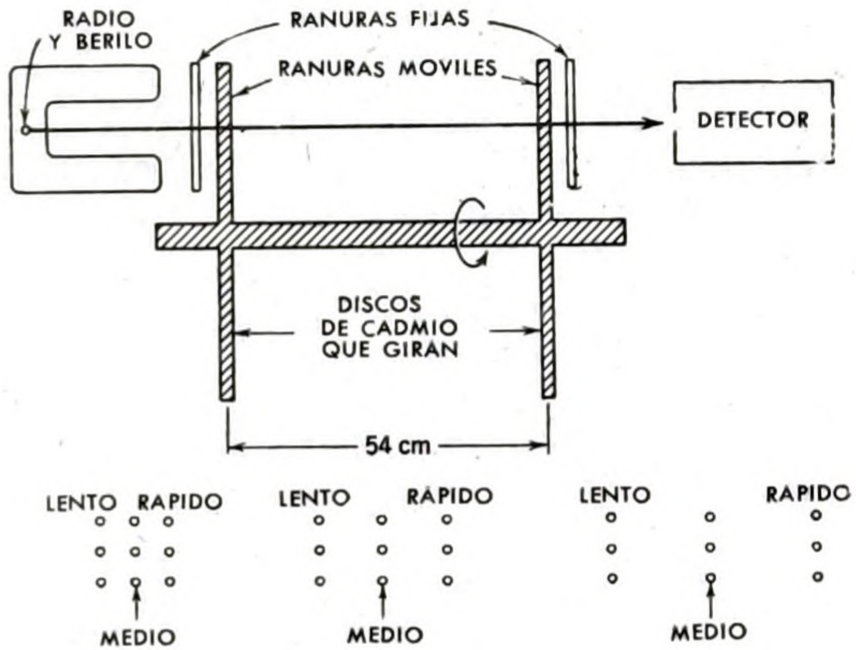


FIG. 11-27. Espectrómetro de velocidades para determinar las secciones eficaces de absorción y dispersión de neutrones relativamente lentos. Al pie se muestra la separación entre los neutrones de baja, media y alta velocidad a medida que se mueven.

de desintegración pasa a través de contadores de coincidencia *A* y *B*. Se buscan las coincidencias entre *AB* y el contador de protones. Es necesario retrasar la acción de los circuitos que registran la salida de *A* y *B*, puesto que los protones necesitan cerca de 0,25 μ seg para pasar del haz de neutrones al contador de protones. En la experiencia de Robson se colocaban dos espectrógrafos magnéticos de manera de recibir los protones y los electrones, respectivamente. Así pudo determinar la forma del espectro de rayos beta, que concuerda bien con lo esperado (ver pág. 322). Su valor para el punto final es $0{,}782 \pm 0{,}013$ Mev. El período está entre 10 y 30 min según Snell. El valor de Robson es $12{,}8 \pm 2{,}5$ min.

El lector puede observar que esta desintegración desapa-

rece cuando el neutrón está en un núcleo estable. La explicación detallada de esta supresión es tarea para los teóricos.

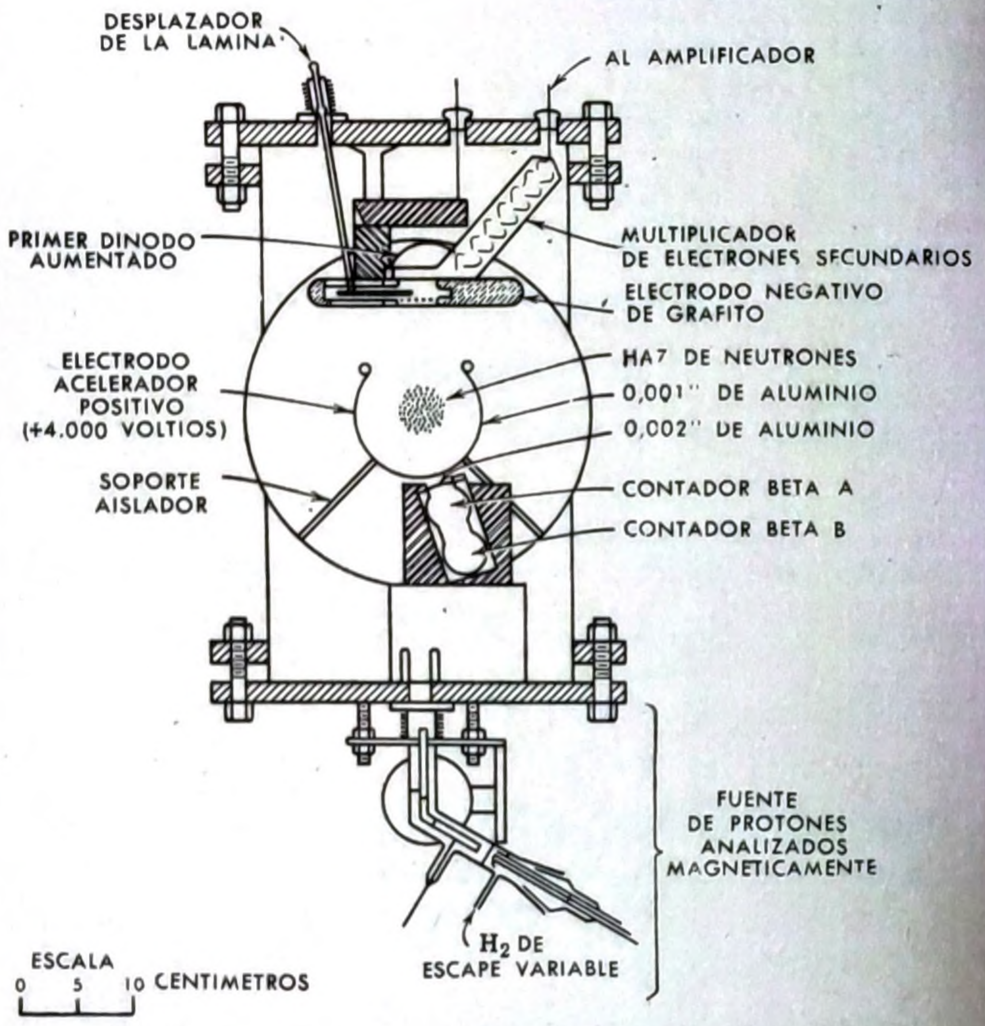


FIG. 11-28. Aparato de Snell, Pleasanton y Miller para detectar la desintegración beta del neutrón [reproducida del *Phys. Rev.* 78, 310, (1950)].

7. Resumen gráfico

Para concluir este capítulo presentamos la fig. 11-29, que puede ayudar al lector a visualizar las relaciones entre spin, carga y masa de la mayoría de las partículas elementales conocidas. Al considerar reacciones entre ellos pueden considerarse ciertos principios generales:

1. Conservación de carga.
2. Conservación de energía.
3. Conservación de impulso angular.
4. Conservación del carácter estadístico del sistema.
5. Conservación de la paridad.

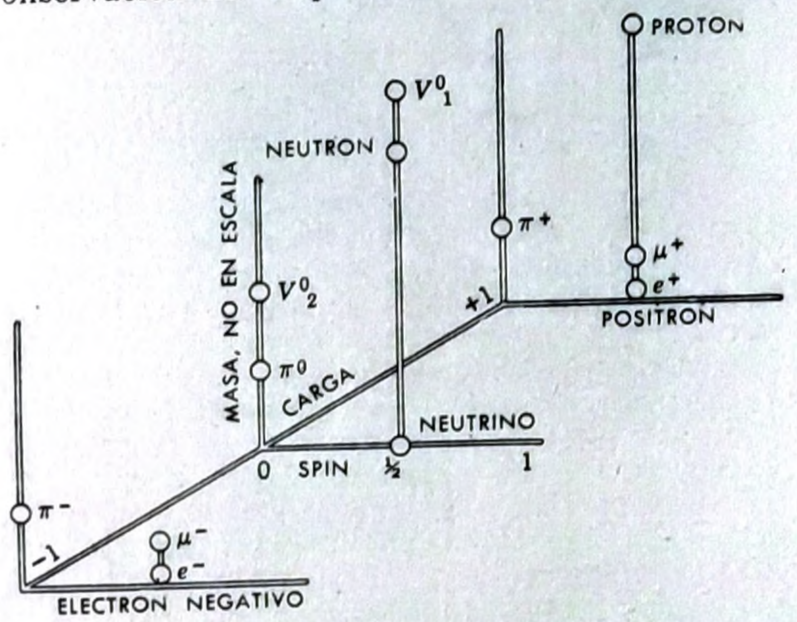


FIG. 11-29. Modelo para visualizar los spins, cargas y masas de las partículas elementales más conocidas.

Los dos últimos puntos no han sido mencionados antes. Supongamos que reaccionen varias partículas del tipo de Fermi y del tipo de Bose (pág. 297), formando otras en el proceso. Supongamos que se le asigna el número —1 a cada partícula del tipo de Fermi y el número +1 a cada partícula del tipo de Bose. Entonces el producto de estos números, para un sistema de partículas, determina el carácter estadístico del sistema, y la regla es que *en una reacción, el carácter estadístico del sistema no varía.* Por ejemplo, si un positrón y un electrón se aniquilan entre sí dando origen a dos fotones, el carácter inicial es

$$-1 \times -1 = +1$$

porque cada uno de los participantes es una partícula de Fermi. Para los dos fotones, el carácter es

$$1 \times 1 = +1$$

Nuevamente, cuando un neutrón se desintegra el carácter estadístico inicial es —1. Supongamos que los productos fueran simplemente un protón y un electrón negativo; entonces el carácter final sería +1. Este valor está prohibido de manera que debe formarse una partícula adicional. Tiene que obedecer la estadística de Fermi, de modo que el carácter del sistema después de la reacción sería

$$-1 \times -1 \times -1 = -1$$

Así concluimos en que el neutrino debe ser una partícula de Fermi.

Consideremos ahora la cantidad llamada paridad. Sucede que la función de onda de cualquier partícula permanece invariable, cuando pasamos de un punto x, y, z a un punto $-x, -y, -z$ en la figura 11-29, o cambia de signo. En el primer caso la paridad es par y en el último, impar. La paridad de cualquier sistema de partículas se define como el producto de las paridades de las partículas que contiene. Cuando desaparecen partículas viejas y aparecen nuevas, la paridad del sistema debe conservarse. Por ejemplo, un electrón que choca con un positrón tiene paridad impar; análogamente para el positrón. La paridad del sistema es par. Si este par da origen a dos fotones, la paridad de los fotones debe ser par, y así es efectivamente porque cada fotón tiene paridad par. En este caso llegamos al mismo resultado obtenido considerando el carácter estadístico. Pero la conservación de la paridad no debe confundirse con la conservación del carácter estadístico. El principio de paridad puede prohibir ciertos tipos de reacciones que podrían ser probables si se consideraran únicamente los otros cuatro principios.

El lector notará la vacuidad general de la figura 11-29; hasta ahora no conocemos ninguna partícula de spin 1 que aparezca en la Naturaleza, excepto que ciertas teorías dan este valor para el fotón.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 34, 60, 88, 91, 98, 111.

PROBLEMAS

1. ¿Cómo puede producir un fotón de rayos gamma una traza en una cámara de Wilson? (Describir el *proceso atómico* involucrado.)

2. Una cierta partícula alfa produce 100.000 pares de iones en la cámara de ionización de un amplificador lineal. Si todos los iones

de un signo pudieran recogerse en el electrodo conectado a la grilla del primer tubo ¿cuánta carga recibiría? ¿Cuál sería su cambio de potencial si su capacidad es de 6 micromicrofaradios?

3. La sección eficaz de choque efectiva de un cierto neutrón que se mueve en hidrógeno a 0°C y 76 cm de presión, es 2×10^{-24} cm². ¿cuál es su libre camino medio? (Recordar que hay dos protones en cada molécula y considerar el movimiento de las moléculas usando la ecuación 14 de la pág. 19.)

4. ¿Qué espesor de plomo se requiere para reducir la intensidad de los rayos gamma duros del torio C″ a un centésimo de su intensidad original? Usar el valor 0,45 cm^{-1} para el coeficiente de absorción.

5. ¿Cuál es la distancia mínima de aproximación de una partícula alfa del radio C′ a un núcleo de uranio en un choque de frente?

6. ¿Cuál debe ser la longitud de onda y energía de un rayo gamma si solo produce un par positrón-electrón?

7. Un rayo gamma cuya energía es 7 Mev produce un positrón y un electrón. ¿Cuál es la suma de sus energías cinéticas? ¿Y de sus energías totales?

8. Un positrón y un electrón, que se mueven con velocidad despreciable, se combinan produciendo dos fotones de rayos gamma. *a*) Sus frecuencias son iguales. ¿Por qué? *b*) ¿Cuál es la energía de cada fotón en Mev?

9. Discutir la aniquilación de un positrón y un electrón desde el punto de vista de la teoría de Dirac sobre positrones y negatrones.

10. Refiriéndose a la pág. 321, ¿cuál sería la energía del neutrino si un núcleo de Ra E emite un electrón de energía 0,4 Mev?

11. El cobre 64 puede pasar a níquel 64 ya emitiendo un positrón ya capturando un electrón *K*. En columnas paralelas indicar qué le sucede al núcleo, a las capas de electrones exteriores y a las partículas y rayos emitidos en cada uno de estos procesos.

12. ¿Cómo emplearía usted una cámara de niebla para determinar las velocidades de los neutrones arrancados del berilio por partículas alfa?

13. ¿Cuál es la velocidad de un núcleo de nitrógeno arrojado directamente hacia adelante por el impacto de un neutrón de 4 Mev?

14. Supongamos que los neutrones, cuya velocidad inicial es de 10^9 cm/seg, se mueven en gas hidrógeno y que, en cada choque por probabilidad uno de ellos pierde exactamente 1/3 de su velocidad. ¿Cuántos choques deben efectuar antes que su velocidad sea inferior a la velocidad promedio de una molécula de hidrógeno a 20°C?

15. Una partícula de masa 1 g y carga + 1 abculombio es arrojada directamente contra una partícula fija de carga + 1.000 abculombio desde una distancia relativamente larga, con una velocidad de 50 cm/seg. *a*) Hallar la mínima distancia de aproximación despreciando todos los efectos gravitatorios. *b*) Hacer un gráfico que muestre la energía potencial en función de la distancia a la partícula fija. *c*) Hacer un gráfico que muestre la energía potencial en función de la distancia en el caso que la partícula fija tenga una carga de — 1.000 abculombios.

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

2. 4,80 × 10^{-5} esculombios 1,60 × 10^{-14} culombios; 2,67 mv.
3. 6.570 cm
4. 10,2 cm
5. 3,46 × 10^{-12} cm
6. 0,012 A; 1,02 × 10^{6} ev
7. 5,98 Mev; 7 Mev
8. *b*) 0,51 Mev
10. 0,77 Mev
13. 3,7 × 10^{8} cm/seg
14. 22 choques
15. *a*) 0,8 cm

CAPÍTULO XII

TRASMUTACIÓN Y ESTRUCTURA NUCLEAR

1. Desintegración producida por partículas alfa

Al considerar la dispersión de partículas alfa hemos supuesto por simplicidad que el núcleo bombardeado puede tratarse como una partícula cargada. Esto dista de ser cierto ya que una partícula alfa que incide sobre un material de bajo número atómico a veces llega al núcleo y hace que éste emita una partícula de carácter diferente, sea un protón o un neutrón. El descubrimiento de esta desintegración artificial se produjo de la siguiente manera: cuando las partículas alfa inciden sobre una capa de algún material que contenga hidrógeno, como la parafina, suficientemente gruesa como para detenerlas, emergen sin embargo del otro lado partículas capaces de producir centelleos. Estas son las "partículas H naturales", que no son productos de desintegración sino simplemente protones que han sido arrojados por las partículas alfa hacia adelante con altas velocidades. También se producen cuando las partículas alfa pasan a través de hidrógeno gaseoso. Si el choque es de frente, la velocidad de tal protón debería ser 1,6 veces la de la partícula alfa antes del choque y su alcance, 4,1 veces el alcance de la partícula alfa. El alcance de una partícula alfa del Ra C′ en aire a 15°C y 76 cm de presión de Hg, es 6,97 cm, y el alcance máximo de las partículas H es 29 cm, lo que constituye una excelente comprobación.

Si bombardeando una sustancia con partículas alfa del radio C′ se producen protones cuyo alcance es mayor que 29 cm, tienen forzosamente que deberse a la ruptura del núcleo atómico. En 1919 Rutherford halló este tipo de protones emitidos por el nitrógeno. Poco después se descubrieron otras desintegraciones en Cambridge, Inglaterra y en Viena.

En la figura 12-1 se muestra un aparato representativo usado por Kirsch y Pettersson para estudiar la desintegración por el método de centelleos. El anillo *S* que posee un agujero

central C es una fuente intensa de partículas alfa que se hacen incidir sobre una fina capa T de la sustancia a investigar. Varias sustancias pueden llevarse a la fuente en sucesión rotando el disco que está en la parte superior de la figura. Algunos de los protones se mueven hacia abajo, como H, atravesando láminas absorbentes calibradas montadas sobre el disco más pequeño, e inciden sobre la pantalla de centelleo Z, que se hace aplicando sulfuro de cinc directamente al objetivo de un microscopio de bajo poder y gran abertura; los centelleos se observan a través del mismo. El tubo del microscopio está formado por dos partes con un prisma de ángulo recto en su unión debido a que si el tubo fuera recto, los rayos gamma provenientes de la fuente entrarían en el ojo del observador. La introducción del prisma hace posible colocar pantallas de plomo para su protección.

Experiencias de este tipo han demostrado que las partículas alfa del radio C′ pueden arrancar protones de los elementos de número atómico 5, 7, 9 y 11 a 19 inclusive, y posiblemente algunos otros. El fracaso de los primeros investigadores en la desintegración de sustancias de alto número atómico era previsible ya que la partícula alfa no puede penetrar el

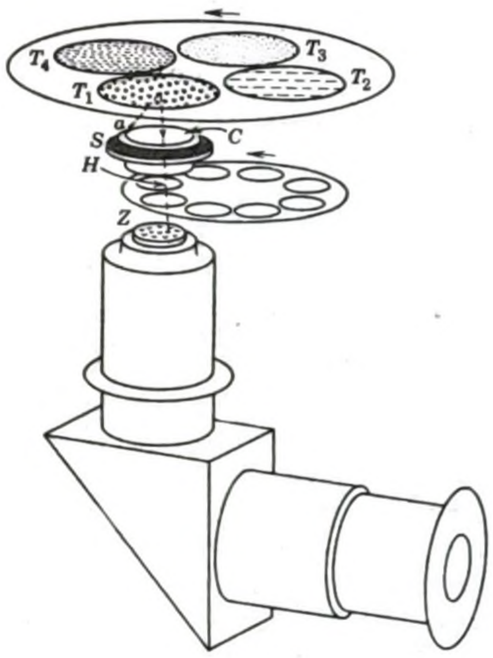


FIG. 12-1. Aparato de Kirsch y Pettersson para estudiar desintegraciones artificiales contando centelleos

intenso campo repulsivo de fuerzas dado por Ze^2/r^2, si Z es grande. Una desintegración típica es la del aluminio,

$$Al^{27} + He^4 \rightarrow Si^{30} + H^1 + \text{energía cinética}$$

Algunos de los protones emitidos hacia adelante desde el aluminio tienen un alcance de 90 cm en aire.

La eficiencia de desintegración por partículas alfa es muy baja. Rutherford, Chadwick y Ellis estimaron que un millón de partículas alfa del radio C′ puede liberar cerca de 20 protones cuando son totalmente absorbidas en nitrógeno, ó 8 protones en el caso del aluminio. La eficiencia depende fuertemente de la velocidad de las partículas alfa. Por ejemplo, Pose halló que cerca de 60 desintegraciones se producían cuando 100 millones de las partículas alfa relativamente lentas del polonio incidían sobre una lámina de aluminio suficientemente gruesa como para detenerlas. También demostró que los protones del aluminio tienen varios alcances diferentes, lo que significa que el elemento hijo ha quedado en uno de los niveles excitados.

Estas relaciones se aclaran mediante las fotografías estereoscópicas de cámaras de niebla de Wilson obtenidas por Blackett (fig. 12-2). Dichas fotografías muestran el impacto de una partícula alfa sobre un átomo de nitrógeno. Vemos la traza del protón expulsado y del átomo de retroceso pero no existe ninguna comprobación de que la partícula alfa se haya ido después del choque. Fotografías similares obtenidas por Harkins confirman totalmente esta conclusión. Si el núcleo de nitrógeno captura la partícula alfa y pierde un protón, el núcleo resultante debería tener un peso atómico igual a 17 y

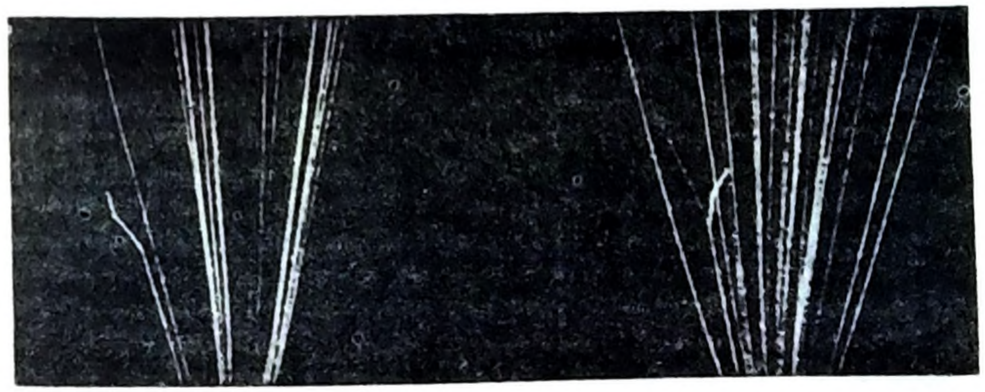


FIG. 12-2. Fotografía estereoscópica de una cámara de niebla que muestra la emisión de un protón por un núcleo de nitrógeno mediante la acción de una partícula alfa. El choque se produjo en la bifurcación. La traza débil corresponde al protón. La otra es la traza del núcleo de O^{17}.

una carga nuclear igual a 8; en otras palabras debería ser un isótopo del oxígeno. Esta interpretación se ve apoyada por la determinación de los ángulos entre cada par de las tres trazas de la fotografía que, por supuesto, deben obedecer ciertas relaciones si se conservan la energía y el impulso en el choque. Como se vio en la pág. 343 no se produce en general la captura simple de la partícula alfa.

2. Producción de partículas cargadas rápidas

El rápido progreso de la física nuclear efectuado desde 1930 se debe en gran parte al desarrollo de aparatos que producen iones positivos de muy alta energía. Las ventajas del método de bombardeo, comparado con los métodos que utilizan partículas alfa naturales, son fundamentales. Se obtienen grandes aumentos en el número de desintegraciones. Hay disponibles mayores energías; nuevos isótopos, estables e inestables, son producidos. También se obtienen en cantidad neutrones, positrones y rayos gamma, y la energía y distribución angular de las partículas emergentes pueden ser controladas y medidas con mayor facilidad.

Alrededor de 1920 lo usual eran fuentes naturales que daban de 10^7 a 10^9 partículas alfa por segundo. Por otra parte una corriente de 1 μa corresponde al transporte de 6×10^{12} iones simplemente cargados por segundo. Si solo un ion en 100 millones produce una desintegración en un blanco, el rendimiento es de muchos miles de trasmutaciones por segundo.

Los métodos de aceleración de iones se dividen en dos clases: aquéllos en los cuales se aplican altas tensiones a un tubo de vacío largo, y aquéllos en los cuales se usan tensiones moderadas para dar cierto número de sucesivos incrementos de energía a los iones. Cada tipo tiene sus ventajas. De un modo general, los generadores de alta tensión dan un excelente control de energía, intensidad bastante baja y un fondo bajo de productos extraños peligrosos. Los dispositivos de aceleración repetida dan control más pobre, haces intensos y un fondo que exige el uso de blindajes de gran espesor contra la radiación y métodos de control remoto. Corrientemente se pueden usar solo máquinas de la segunda clase para obtener energías de 100 Mev o más. Los otros se limitan a algunos Mev, de 1 a 10, dependiendo del tamaño y costo. La siguiente nómina clasifica estas máquinas y da los nombres de los primeros investigadores:

Tipos de alta tensión	
Transformadores	Breit, Tuve y Dahl; Cockroft y Walton; Lauritsen
Generador electrostático	Van de Graaff; Tuve, Hafstad y Dahl; Herb
Tipos de impulso sincronizado	
Acelerador lineal	Lawrence y Sloan; Beams
Ciclotrón	Lawrence y Livingston
Betatrón (pág. 172)	Kerst
Sincrotrón, o sincrociclotrón	McMillan; Veksler

El generador de Van de Graaff. En su forma más simple, este dispositivo consiste en una gran esfera colocada sobre soportes aisladores, que se lleva a un alto potencial mediante cargas sobre una cinta hecha de material aislador. La figura 12-3 muestra un modelo reciente compacto, encerrado en un tanque que permite el aumento del rango de tensiones por el uso de gas a una presión de varias atmósferas. Para evitar complicaciones innecesarias describiremos una forma primitiva (figs. 12-4 y 12-5) desarrollada por Tuve, Hafstad y Dahl en el Departamento de Magnetismo Terrestre del Carnegie Institution de Washington. Este generador produce 1,3 Mev.

★ Una cinta de seda corre sobre una polea comandada por un motor habiendo pasado por un dispositivo que disemina carga en la cinta y entra en la esfera donde entrega su carga. Esta secuencia de hechos se realíza de la siguiente manera: Próxima a la cinta hay una placa a tierra *P* y opuesta a ella hay un "peine" de puntas agudas, conectado a un terminal de un kenotrón (por ejemplo al positivo), que da de 10.000 a 30.000 voltios. A esta tensión hay una gran pérdida de carga o pérdida corona, por ionización en la proximidad de las puntas. Parte de esta carga, en su camino a la placa conectada a tierra, es retenida en la cinta y llevada hacia arriba. Dentro de la esfera hay un colector similar que cede carga negativa a la cinta. Como esta carga negativa proviene de la esfera, el exterior de la esfera se hace más y más positivo. El potencial de la esfera crece hasta que la corriente entrante es equilibrada por las pérdidas corona y pérdida superficial sobre la cinta y los soportes. Se extraiga o no intencionalmente corriente para experiencias de trasmutación, las pérdidas ponen un límite al máximo potencial que se puede obtener. Se emplea un dispositivo que duplica la corriente. El peine metálico *A* cede carga negativa a la cinta. Este peine se conecta

a la placa *B*, próximo a la cinta en el lugar en que se separa de la esfera. La carga positiva en *B* atrae la carga negativa del peine *C* conectado a la esfera. Parte de la carga negativa es retenida en la cinta, de manera que sirve para llevarse

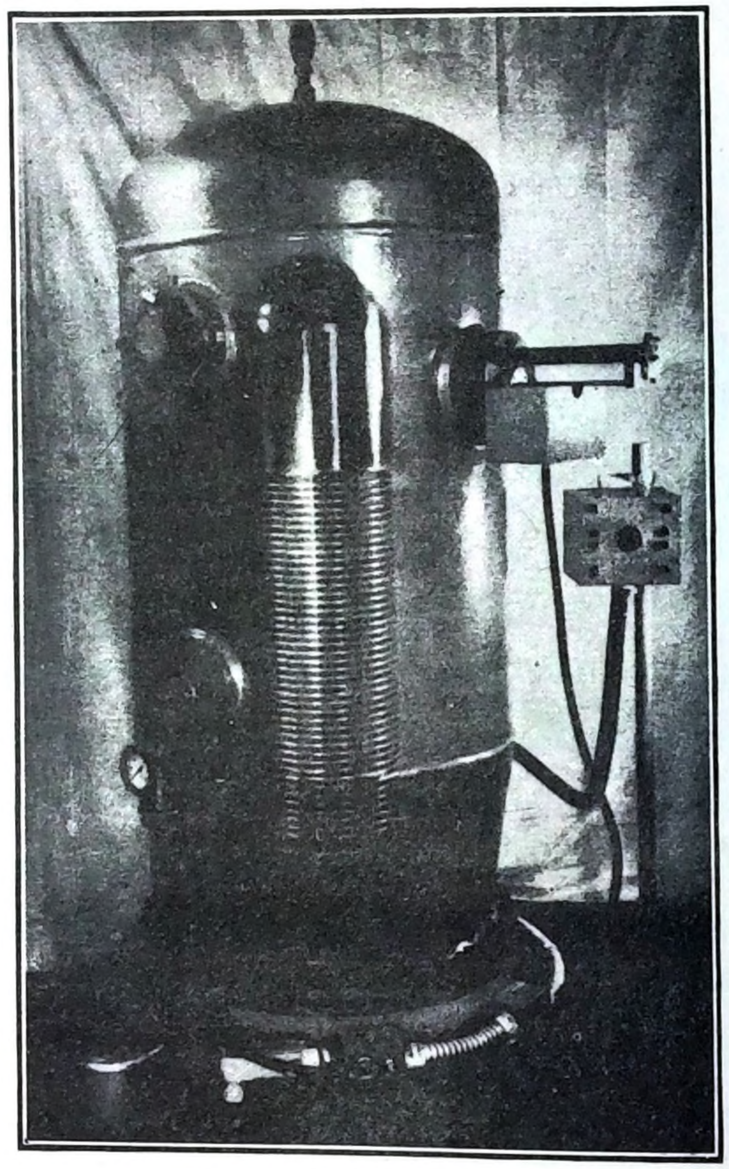


FIG. 12-3. Máquina de Van de Graaff del tipo de presión de dos millones de voltios, mostrada como si el tanque fuera transparente. La altura total es de cerca de 7 pies. (Gentileza de R. J. Van de Graaff y de High Voltage Engineering Corporation.)

carga negativa como para traer carga positiva. La carga negativa es eliminada al pie mediante el peine y la placa *Q*.

★ El interior de la esfera contiene muchos aparatos accesorios. Entre ellos hay depósitos de gas con salidas para llevar hidrógeno, deuterio, o helio a una fuente de iones positivos ubicada en la parte superior del tubo de vacío. La fuente

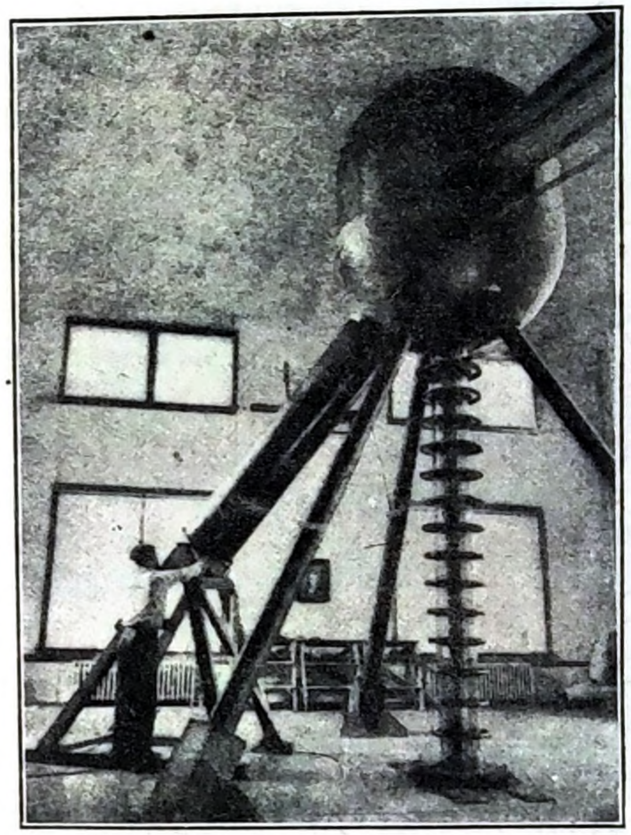


FIG. 12-4. Generador electrostático y tubo de vacío del Departament of Terrestrial Magnetism, Carnegie Institution de Washington. Con este aparato se obtienen 1,2 millones de voltios, valor constante dentro del 1 por ciento. El tubo grande a la izquierda contiene un conjunto de registores que totalizan 10^{10} ohmios para mediciones de tensión.

es un arco de cátodo caliente de bajo voltaje, de la que sale un haz de iones a través de un canal hacia el tubo acelerador. El canal debe ser estrecho, debido a que la presión en el tubo acelerador debe mantenerse suficientemente baja, mediante bombeo constante, como para prevenir un número excesivo de choques entre los átomos del gas residual y el haz de iones. Se disponen a lo largo del tubo electrodos intermedios de manera que el haz de iones sea enfocado en el material a desintegrar. La figura 12-5*b* muestra el extremo del tubo donde está el blanco. El haz de iones pasa por entre los polos de un

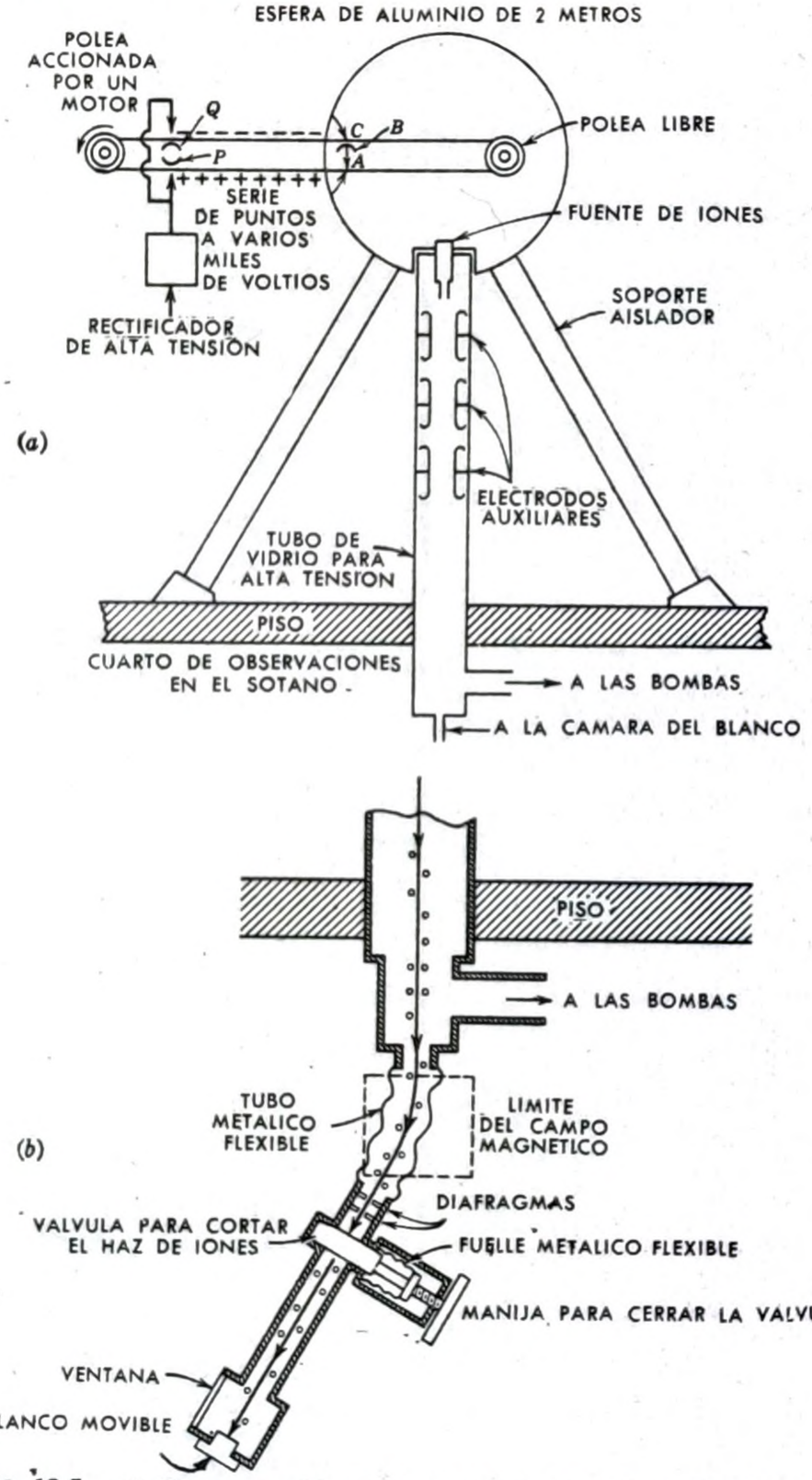


FIG. 12-5. *a*) Diagrama del generador de la fig. 12-4. *b*) Esquema del blanco en el generador de la fig. 12-4.

electroimán que separa los constituyentes con diferentes valores de e/m. Variando la intensidad del campo, se puede hacer que un solo tipo de ion incida sobre el blanco. Se colocan ventanas delgadas para que las partículas y fotones emitidos por los átomos que se desintegran puedan ser llevadas a un amplificador o una cámara de niebla.

El acelerador lineal y el ciclotrón. Estas máquinas se basan en la idea de aplicar aceleraciones repetidas a un ion elevando su energía en una cantidad relativamente pequeña en cada aplicación. La figura 12-6 muestra los rasgos fun-

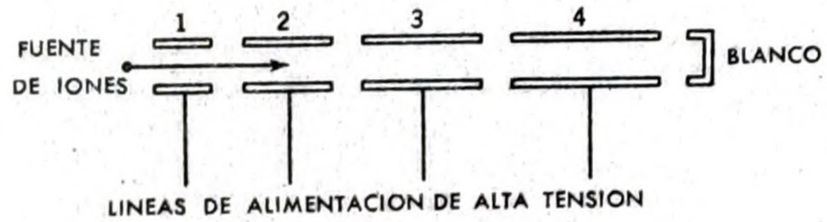


FIG. 12-6. Estructura de un acelerador lineal.

damentales del sistema de electrodos para un acelerador lineal. Supongamos que los electrodos sucesivos son alimentados con una tensión alternada. En el instante inicial, sea el valor máximo del potencial entre la fuente de iones y el electrodo 1, con la fuente negativa. Supongamos que un ion abandone la fuente en ese momento. Si el tiempo de vuelo a través del electrodo 1 es un semiciclo del potencial aplicado, el ion llegará al espacio entre los electrodos 1 y 2 justo a tiempo como para encontrar la diferencia máxima de potencial dirigida de izquierda a derecha y así siguiendo a lo largo del tubo. Los electrodos deben aumentar en longitud al pasar de izquierda a derecha puesto que la velocidad del ion crece a medida que se mueve. Este principio fue desarrollado con éxito por Lawrence y Sloan y también por Beams. Sin embargo el instrumento descripto tiene el defecto que se pierden fácilmente partículas del haz. Desde 1950 se han acabado versiones mejoradas. El acelerador lineal de Alvarez en Berkeley produce un haz bien enfocado de protones de 30 Mev.

Veremos ahora otra solución ingeniosa del problema de aceleración reiterada. Lawrence descubrió el principio del ciclotrón en 1931. Una caja cilíndrica plana, evacuada, se coloca horizontalmente entre los polos de un gran electroimán de manera que las líneas de fuerza la atraviesan verticalmente.

Dentro hay dos electrodos aislados llamados des debido a su forma, análogos a las mitades de una gran caja de píldoras cortada en dos (fig. 12-7). Desde un oscilador que opera en

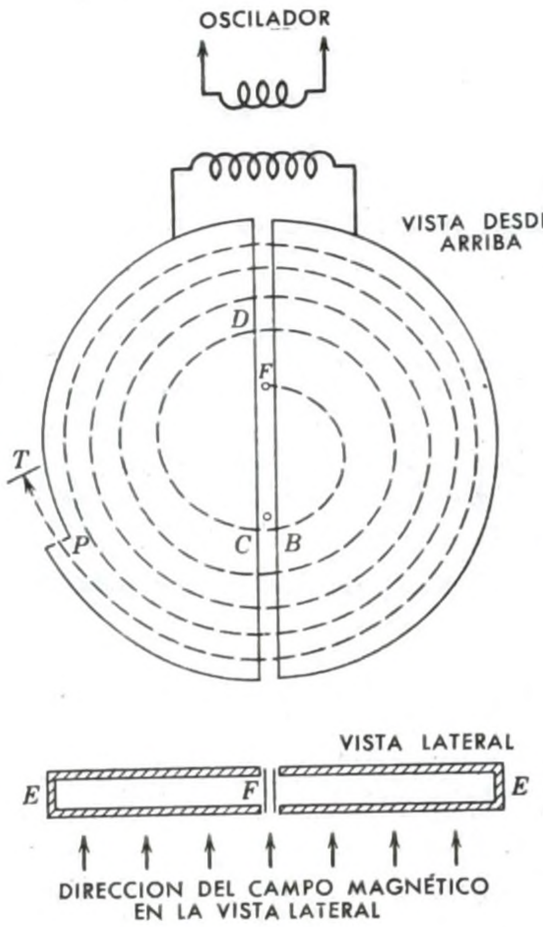


FIG. 12-7. Diagrama simplificado del ciclotrón. *F* es una fuente de iones positivos. *T* indica el blanco y una cámara de Faraday para medir la salida de iones.

la zona de los 10 megaciclos se traen cables conductores de manera que los electrodos pueden ser alternativamente cargados positiva y negativamente, siendo el máximo de potencial de varios miles de voltios. En el centro se coloca una fuente de iones, en el espacio entre los electrodos. En el campo magnético los iones positivos se mueven en espirales, una de las cuales se indica en la figura. Consideremos un momento en que el electrodo izquierdo es positivo y el derecho negativo. Un ion positivo producido cerca de la fuente *F* es acelerado a través del hueco y en el espacio que queda entre las placas semicirculares del electrodo derecho. Este espacio está prác-

ticamente libre de campo eléctrico, y el ion se mueve sobre un círculo emergiendo en *B*. Si se ajusta la frecuencia del oscilador de manera que el campo se invierta en el tiempo necesario para que el ion vaya de *F* a *B*, entonces la placa derecha es positiva y la izquierda negativa. El ion es nuevamente acelerado a través del hueco y atraviesa el arco *CD* dentro del electrodo izquierdo. La figura 12-8 muestra un pequeño ciclotrón usado en Cornell, con la tapa sacada para mostrar las des.

A partir de la ecuación $mv^2/r = HZev$, que da el radio de la trayectoria, hallamos que el tiempo necesario para que un ion de carga Ze complete una semirrevolución es

$$t = \pi R/v = \pi m/HZe \tag{1}$$

donde H y e están expresados en uem. Como este tiempo es independiente del radio R y de la velocidad v, el ion es acelerado toda vez que cruza la división. La frecuencia del oscilador es

$$f = HZe/2\pi m \tag{2}$$

Para un protón $e/m = 9.560$ uem/seg. Si ponemos $H = 10^4$ gauss obtenemos $f = 15$ megaciclos.

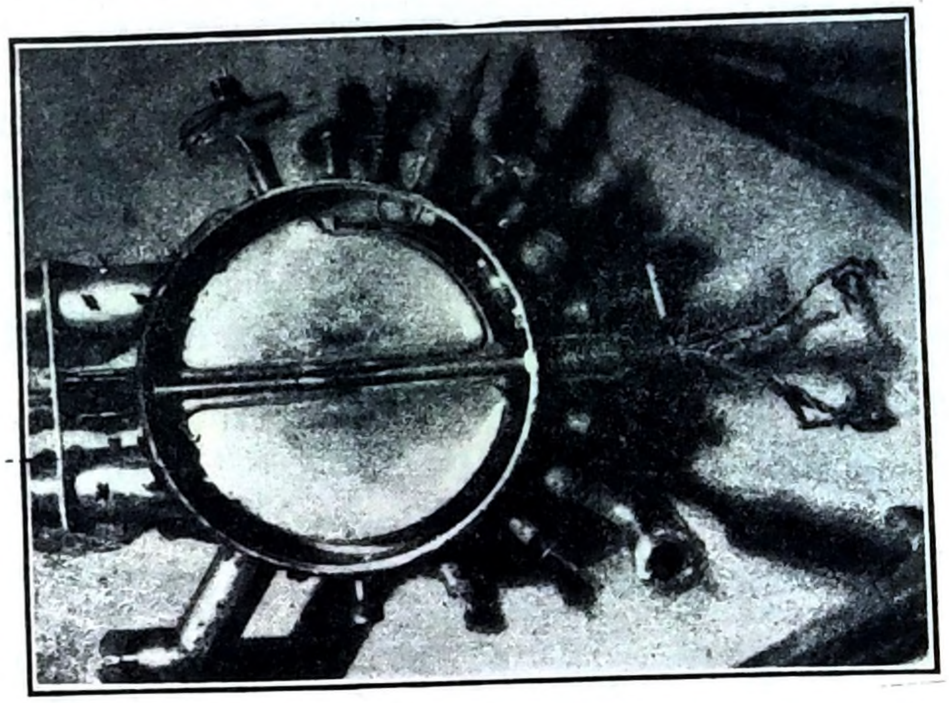


FIG. 12-8. Cámara del ciclotrón de la Universidad de Cornell. (Gentileza de M. S. Livingston.)

★ Un intenso campo magnético resulta ventajoso porque da una pequeña separación entre las vueltas de la espiral. La ganancia de energía por vuelta es constante, con una tensión del oscilador dada, de manera que cuanto mayor sea el campo magnético, mayor será la energía final del ion. El lector puede comprobar que para un ion que posee un radio R,

$$\text{Energía en Mev} = 4{,}8 \times 10^{-11}(HRZ)^2/A \qquad (3)$$

donde A es el peso atómico del ion. Por ejemplo, se pueden obtener deuterones de 12 Mev en una máquina de unos 6 metros de radio. El campo magnético está limitado por las propiedades del hierro y la necesidad de tener un espacio razonable entre los polos en el cual colocar las des. Es imposible

FIG. 12-9. Sincrociclotrón de la Universidad de Columbia, financiado por la Office of Naval Research y la Atomic Energy Commission. A la izquierda se ve el oscilador de radio-frecuencia; a la derecha, las bombas; en primer término, los bloques de blindaje. (Gentileza de Nevis Cyclotron Laboratory.)

mantener los iones moviéndose en el plano central de las des, debido a las desviaciones producidas por las moléculas del gas

residual. Afortunadamente, sin embargo, las líneas de fuerza no son totalmente rectas, de manera que un ion que se aparta del plano central está sujeto a una fuerza magnética que lo hace oscilar en ese plano. En la producción de un haz intenso es esencial utilizar esta propiedad de enfoque. La corriente de iones que incide sobre el blanco puede ser de 20 μa o más, de modo que el calentamiento del blanco puede constituir una limitación.

★ Como el campo magnético está limitado, un aumento en la energía de la partícula exige un aumento en el radio, pero esta sola medida no es suficiente. Cuando la variación de la masa con la velocidad se hace importante las partículas más pesadas en las partes más externas del aparato, no coin-

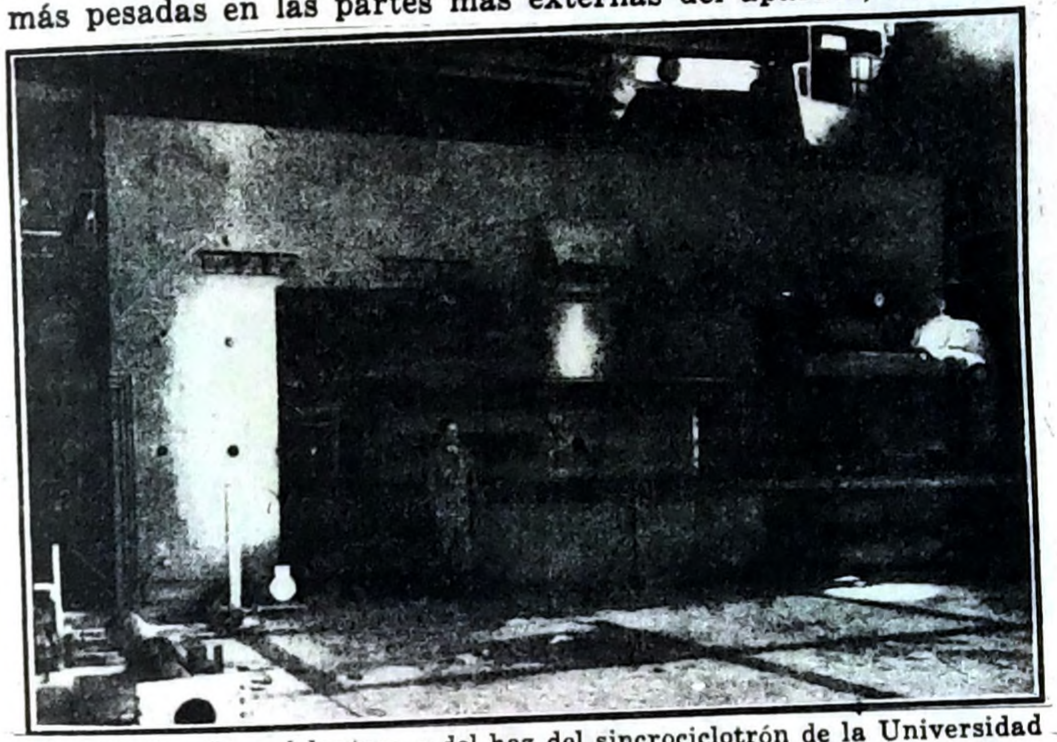


FIG. 12-10. Cara delantera o del haz del sincrociclotrón de la Universidad de Columbia. (Gentileza de Nevis Cyclotron Laboratory.)

ciden con los ciclos del oscilador. Pierden el ritmo y no son adecuadamente aceleradas. Esta es la razón por la cual el ciclotrón, en años anteriores, no se usaba para acelerar electrones ya que su masa aumenta apreciablemente a energías de 10^5 ev. Observaciones similares se aplican a iones positivos cuyas energías son de 100 Mev o más. Una manera satisfactoria de resolver este problema fue ideada por McMillan y por Veksler, independientemente, en 1945. La solución muy simple se basa en la modulación de frecuencias del oscilador o variación del campo magnético, o ambas, según las necesidades

del diseño. Supongamos que pulsando la fuente se obtiene un grupo de iones. Paralelamente a esta acción se inicia una disminución relativamente lenta de la frecuencia del oscilador, de manera que los iones se ven siempre sometidos a una tensión aceleradora al cruzar la división. Este método se usa en Berkeley y Columbia para acelerar iones positivos. Si se

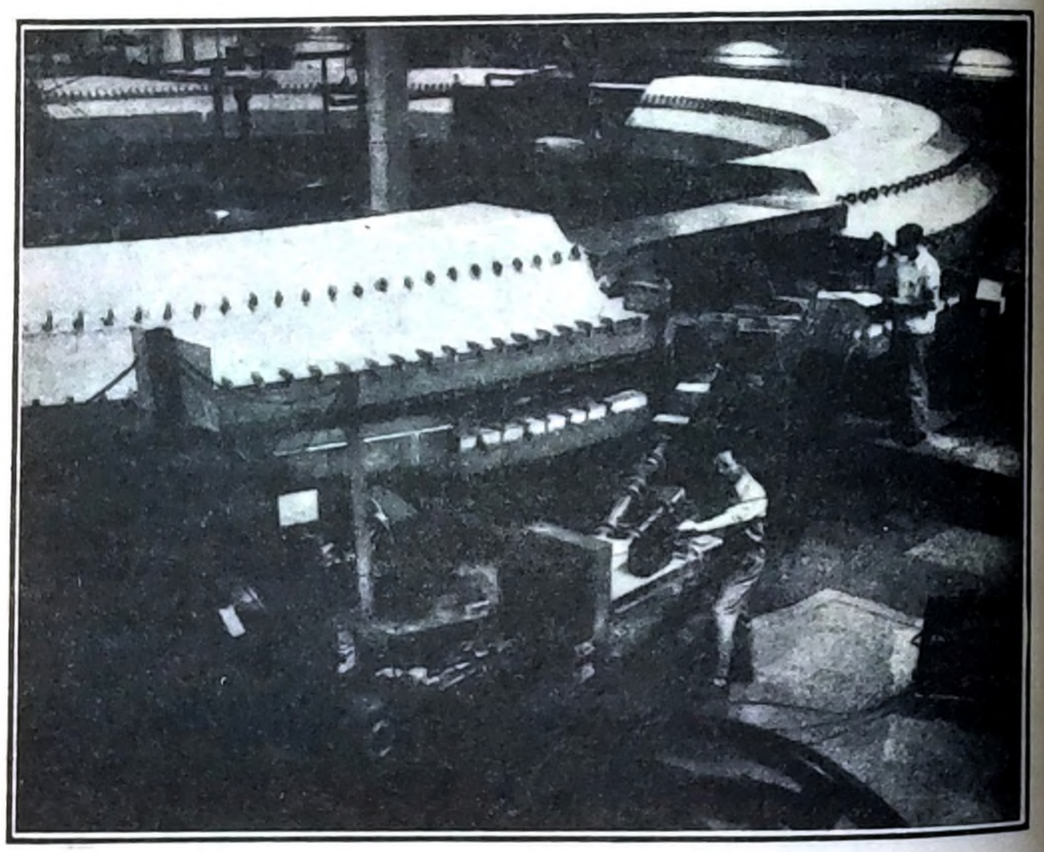


FIG. 12-11. Fotografía del Cosmotrón del Brookhaven National Laboratory, aproximadamente desde el ángulo al cual entran los protones a la máquina. Abajo a la izquierda, está el tanque de acero que contiene un generador de Van de Graaff que da protones a más de 3 Mev, que el Cosmotrón acelera hasta de 2 Bev. Se muestran tres cuadrantes de los principales imanes (color claro). Ellos dan un campo magnético dirigido verticalmente hacia abajo de modo que el haz de protones se mueve horizontalmente en una trayectoria aproximadamente circular. Una de las 12 bombas de vacío iguales se ve como una pieza cilíndrica oscura un poco a la izquierda y debajo del centro de la fotografía. (Gentileza del Brookhaven National Laboratory.)

asigna todo el trabajo de sincronización al oscilador es innecesario variar el campo magnético evitando con ello el uso de un imán laminado. El nombre sincrociclotrón se usa frecuentemente para estas máquinas, mientras que la denominación de

sincrotrón se aplica a aquéllas en las cuales también el campo magnético se varía durante el tiempo de aceleración. Las figuras 12-9 y 12-10 son fotografías del sincrociclotrón de Columbia.

★ En 1953 habían sido planeadas o construidas más de 20 máquinas para 100 Mev o más. Había tres que durante algunos años habían producido partículas con energías de 300 Mev o más: los sincrociclotrones de Berkeley y de Columbia y el sincrotrón de electrones en Berkeley. Otras dos máquinas —una terminada, otra casi lista— estaban disponibles para acelerar protones en el rango superior a 1 Bev (1.000 millones de electrón-voltios). A estos sincrotrones gigantes se les da nombres especiales:

En Brookhaven, el Cosmotrón diseñado para 2, 5-3 Bev (fig. 12-11):

En Berkeley, el Bevatrón diseñado para 5-7 Bev.

El Cosmotrón se puso en operación en 1952 dando rápidamente protones de 2,3 Bev, cifra que pueden aumentarse mediante ajustes ulteriores.

★ Para decidir la tensión que se pretende obtener con estas máquinas se utiliza la relación energía-masa. Para "formar" un mesón pi de masa 276 m_0, la tensión necesaria es de 165 a 200 Mev, dependiendo de la masa del proyectil y del núcleo liviano bombardeado. En la práctica la búsqueda de un mayor rendimiento conduce al uso de tensiones más altas que 300 Mev. En realidad, la primer producción de mesones por partículas alfa de 390 Mev en el ciclotrón de Berkeley fue realizada con un margen muy estrecho de energía. La producción simultánea de un par de protones, negativo y positivo, si se puede hacer, exige más de 1,86 Bev puesto que la partícula bombardeante no puede pasar toda su energía al núcleo blanco. Para tener factores de seguridad cómodos, se han elegido en el diseño las tensiones de las máquinas del orden del Bev, en la forma antes indicada.

Continuamente se exploran y calculan perfeccionamientos en los métodos de enfoque de partículas, y parece que eventualmente podrán ser posibles máquinas de alta tensión mucho mayor que la del Cosmotrón y del Bevatrón.

3. Procesos de transmutación y radiactividad artificial

La disponibilidad de iones positivos para bombardeos nucleares ha conducido a la realización de un gran número de transmutaciones. En la mayoría de los casos los iones bombardeantes son protones, deuterones o partículas alfa. La interpre-

tación de los resultados es más simple que si se usaran proyectiles más pesados. Además, las pequeñas cargas de estos proyectiles livianos les facilita la penetración del campo eléctrico repulsivo de un núcleo pesado. En los primeros años de trabajo con proyectiles la lista de reacciones era bastante limitada debido a que algunas de ellas exigían mayores energías iónicas que las que podían producir los primeros aceleradores. Ahora, sin embargo, es usual presumir que se puede realizar cualquier redistribución deseada de las partículas nucleares si se obedecen los principios de conservación de energía impulso e impulso angular, y si cada producto tiene un cociente carga-masa no muy lejano de los valores característicos correspondientes a los isótopos estables. La consideración principal es la sección eficaz del proceso.

Ya han sido estudiados varios centenares de reacciones nucleares producidas por partículas cargadas. En general, con energías de bombardeo de algunos Mev, el proceso considerado es del tipo

$$\text{Núcleo} + \text{Partícula bombardeante} \rightarrow \text{Nuevo núcleo} + \text{Una o más partículas de bajo peso atómico} + \text{Energía cinética}$$

Si el nuevo núcleo es idéntico al original, hablamos de dispersión, elástica o inelástica, según si el núcleo queda en el estado fundamental de energía o es llevado a uno más alto. Existen casos en los cuales más de dós partículas emergen del choque: por ejemplo, el bombardeo de B^{11} con protones produce tres partículas alfa.

El nuevo núcleo puede ser estable o radiactivo. En la pág. 360 hemos visto un caso de *isomerismo* nuclear; el Sc^{4c} puede existir en uno de dos estados, ambos inestables, con períodos medibles. En la actualidad se conocen muchos pares de isómeros.

★ Encontramos tanto reacciones exotérmicas como endotérmicas. Un ejemplo de las últimas es

$$Li^7 + \alpha + T_\alpha = B^{10} + n + T_B + T_n \qquad (4)$$

Aquí la energía cinética de la partícula alfa $T\alpha$ excede la suma de las energías cinéticas del boro que retrocede y del neutrón, en 2,78 Mev. En consecuencia decimos que la "energía cedida" Q es —2,78 Mev, o el umbral de la reacción es 2,78 Mev. Sin embargo, esto no significa que partículas alfa con esta baja energía producen la reacción con un rendimiento medible debido a la barrera de Coulomb que impide que penetren el Li^7. La "fotodesintegración" de un núcleo por rayos gamma es siempre endotérmica. Los casos de deuterio y berilio son ejemplos clásicos.

Radiactividad artificial. En enero de 1934 los esposos Curie-Joliot anunciaron el descubrimiento de la radiactividad artificial. Al bombardear B, Mg y Al con partículas alfa hallaron que, al sacar la fuente, el blanco continuaba emitiendo partículas ionizantes. El Al emite protones siendo el producto final el Si^{30} estable, y también neutrones, según la reacción

$$Al^{27}(\alpha, n)P^{30}$$

El fósforo tiene un solo isótopo estable de peso atómico 31. El isótopo 30 se desintegra con emisión de positrones, según la ecuación

$$P^{30} \rightarrow Si^{30} + e^+ + \nu$$

con un período de 3,25 min. El núcleo formado en estas experiencias tiene un cociente de carga a masa relativamente grande, de manera que emite positrones reduciendo así la relación carga-masa a un valor normal y formando isótopos estables.

Los Curie-Joliot establecieron cuidadosamente la naturaleza química de los cuerpos artificialmente radiactivos que encontraron. Por ejemplo, bombardearon el compuesto BN con partículas alfa. Tratando el blanco con NaOH se formaba amoníaco gaseoso (NH_3), y se determinó que la actividad es llevada por el amoníaco. Esto probaba que el cuerpo activo es el N^{13}, formado a partir del boro, ya que los protones del amoníaco no podían ser radiactivos.

En la actualidad es posible producir núcleos inestables en todo el sistema periódico mediante el bombardeo con partículas cargadas. Sin embargo el neutrón es el proyectil más conveniente para elementos pesados porque no tiene que sobrepasar una barrera de fuerzas de Coulomb al aproximarse a un núcleo. Un gran avance se produjo en este tema cuando Fer-

mi descubrió este hecho en 1934 abriendo así, de un solo golpe, el camino a la trasmutación de casi todos los elementos. Mencionaremos, entre otros, tres tipos de reacciones con neutrones: 1) Captura de neutrones con emisión de rayos gamma; 2) captura con emisión de un protón y 3) captura con emisión de una partícula alfa. Típicamente, los productos son emisores beta. Hemos considerado la primera de estas reacciones en la pág. 368. Ejemplos de los otros dos procesos son

$$Si^{28}(n, p)Al^{28} \quad Al^{28} \rightarrow Si^{28} + e^-$$

$$Al^{27}(n, \alpha)Na^{24} \quad Na^{24} \rightarrow Mg^{24} + e^-$$

★ **Reacciones nucleares a 100 Mev o más.** Usando proyectiles en este rango de energías se pueden fraccionar los núcleos en varios trozos. La placa fotográfica resulta un detector conveniente de tales procesos nucleares. No existe gran diferencia entre si el proyectil es un protón o un neutrón; por ello, en muchos estudios, las placas pueden simplemente exponerse a neutrones fuera de la cámara de vacío de un acelerador.

★ Las primeras operaciones con el sincrociclotrón de Berkeley demostraron que los productos del bombardeo contienen grandes cantidades de isótopos nuevos faltándoles a unos protones y a otros neutrones. Pequeñas "astillas" son arrojadas por el núcleo bombardeado. Este proceso, simple variación del anterior, es llamado astillamiento.

★ En el bombardeo con protones rápidos de los núcleos se observa que muchos neutrones rápidos son arrojados hacia adelante, con casi tanta energía como los protones incidentes —y viceversa en el bombardeo con neutrones—. Estos procesos no son interpretados simplemente como choques de frente. Experiencias minuciosas demuestran que se puede producir un intercambio de carga. Por ejemplo, un protón incidente puede convertirse en un neutrón cediendo su carga a un neutrón del núcleo blanco.

★ Serber ha formulado un esquema de estos procesos que explica muchas características, simple y directamente. El comienzo del proceso de choque puede considerarse como un choque entre el proyectil y solo una partícula del núcleo. La mayoría de estos choques serán tiros bastantes errados dirigidos hacia el centro del nucleón blanco, de manera que la velocidad de la partícula chocada será aproximadamente perpendicular a la dirección del haz incidente. Resulta que la transferencia de impulso promedio es aproximadamente $h/2\pi a$, siendo a el alcance de las fuerzas nucleares. Esto significa que el impulso de la partícula chocada no es grande comparado con el impulso promedio de las partículas del núcleo. Por ello no

es correcto considerar la partícula chocada como libre debido a la gran energía del proyectil. La partícula chocada compartirá su energía con las otras; la "temperatura" se elevará y eventualmente pueden fundirse fragmentos de distintos tamaños.

★ Este esquema conduce a estimar que una partícula que choca con un núcleo de Z grande o mediano, sufrirá varios choques en el interior y puede no emerger del mismo. Es razonable hablar de un libre camino medio en el material nuclear, que es del orden de 4×10^{-13} cm.

Los fenómenos observados con grandes aceleradores son complejos, de manera que las máquinas que dan algunos Mev seguirán siendo útiles en un futuro bastante prolongado.

4. Reacciones de algunos elementos livianos

Consideraremos ahora algunas reacciones de las que deduciremos algunas de las reglas de trasmutación.

Reacciones de hidrógeno, deuterio y tritio. Los protones capturan neutrones con emisión de rayos gamma y formación de deuterio. Escribiendo la energía cedida después de la reacción, tenemos

$$H^1(n, \gamma)H^2 \qquad 2{,}19 \text{ Mev} \tag{5}$$

El bombardeo de protones con protones solo produce dispersión. La reacción $H^1 + H^1 \rightarrow H^2 + e^+ + \nu$ es posible, pero tiene una sección eficaz pequeña. Simplifiquemos el tratamiento usando los símbolos p, d y t para el protón, el deuterio y el núcleo de tritio, respectivamente. Las reacciones de estos núcleos entre sí pueden resumirse indicando los productos de reacción (cuadro 12-1).

CUADRO 12-1

Proyectil	*Blanco*		
	p	d	t
p	d, e^+	$He^3, h\nu$	$He^4, h\nu$
d	$He^3, h\nu$	p, t He^3, n	He^4, n
t	$He^4, h\nu$	He^4, n	$He^4, 2n$

Las siguientes reacciones tienen rendimientos extraordinariamente grandes:

$$d(d, t)p \qquad 4{,}0 \text{ Mev} \qquad (6)$$

$$d(d, n)\text{He}^3 \qquad 3{,}2 \text{ Mev} \qquad (7)$$

$$d(t, n)\text{He}^4 \qquad 17{,}8 \text{ Mev} \qquad (8)$$

Nótese que la primer reacción da el núcleo de tritio, que es beta inestable, con una vida de cerca de 11 años. Se desintegra según la ecuación

$$\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3 + e^- + \nu \qquad (9)$$

El He^3 es estable; representa cerca del 0,01 por ciento del helio que hay en la tierra.

La energía cinética de 4 Mev liberada en la reacción 6 es, por supuesto, dividida entre el protón y el tritón. El primero debería tener un alcance en aire de 14 cm y el último un alcance de 1,5 cm. Esto fue comprobado por Dee. En su aparato, fig. 12-12, el blanco a bombardear se colocaba en un tubo que pasaba por la placa superior de vidrio de una cámara

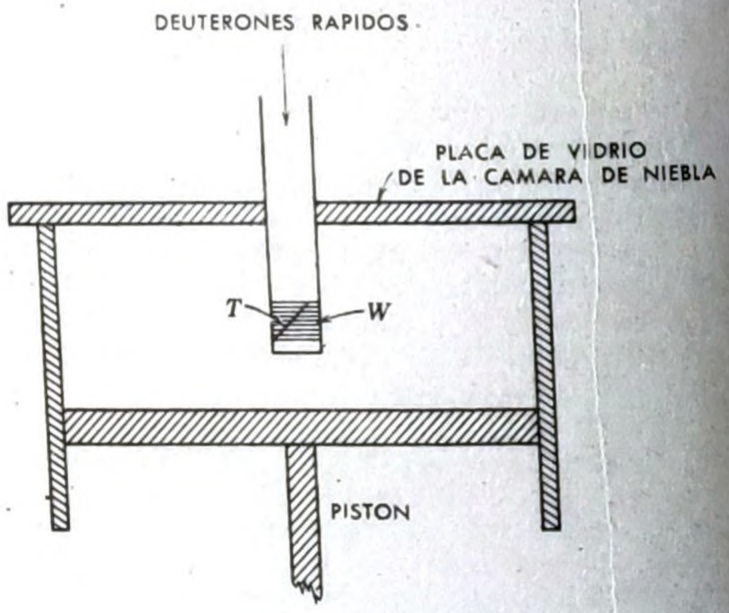


FIG. 12-12. Cámara de niebla de Dee y Walton para detectar la producción de protones y tritones cuando los deuterones bombardean un blanco T que contiene deuterio. W es una delgada ventana colocada sobre una pantalla que deja pasar los productos de desintegración a la cámara de niebla.

de niebla. Los productos de desintegración eran admitidos en la cámara de niebla a través de delgadas ventanas en la pared del tubo. La figura 12-13 muestra el par de trazas debidas a p y t, respectivamente. Las reacciones 6, 7 y 8 han sido seguidas hasta potenciales de bombardeo de unos miles de voltios; a 100.000 voltios el rendimiento de 6 es del orden de una trasmutación por millón de iones bombardeantes. Las reacciones 6 y 7 son más o menos igualmente probables pero 8 tiene una sección eficaz aproximadamente 100 *veces mayor*, que llega a los 5 barns a 100 kev.

El deuterio puede también desintegrarse por rayos gamma, efecto fotoeléctrico nuclear, que es el inverso del proceso 5. Cuando se emplean los rayos gamma del Th C″, tenemos

$$d + \gamma \rightarrow p + n + 0{,}5 \text{ Mev} \qquad (10)$$

Las energías de los neutrones y protones fueron medidas por Chadwick y Goldhaber, y su resultado experimental es 0,5 Mev para la suma de estas energías. Con este valor podemos obte-

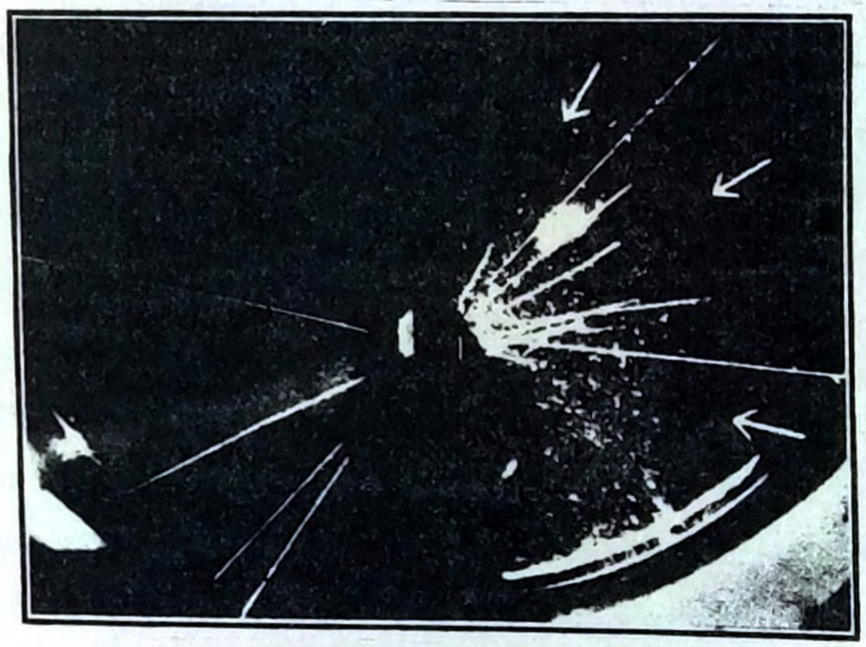


FIG. 12-13. Protones de alcance igual a 14 cm y tritones de 1,6 cm de alcance, producidos bombardeando deuterio con deuterones. Las flechas indican los tritones. (Gentileza de P. I. Dee.)

ner la masa del neutrón. Escribiendo todas las energías en función de unidades de masa (siendo 0,001 unidades de masa equivalente a 0,931 Mev), tenemos

$$n = H^2 + \gamma - H^1 - 0{,}00055$$
$$= 2{,}01472 + 0{,}00278 - 1{,}00813 - 0{,}00055$$
$$= 1{,}00882$$

Dentro de los límites de error de energía de la reacción, este valor concuerda con el valor aceptado 1,00894, que se obtiene mediante un estudio similar de muchas reacciones con neutrones. Al escribir ecuaciones de balance de masa de este tipo podemos usar masas nucleares o masas atómicas, según deseemos, ya que los electrones planetarios se simplifican en la ecuación. (Esto desprecia la variación de energía cinética y potencial de los electrones por el cambio de número atómico, que es aproximadamente diez veces demasiado pequeña para ponerse en evidencia, con nuestro conocimiento actual de las masas atómicas.) Hay una excepción, emisión de positrones, cuya consideración detallada se deja al lector.

★ **Helio.** La energía de ligadura de la partícula alfa es tan grande, 28 Mev, que se requieren energías considerables para su ruptura. Esta coherencia se suma a su utilidad como proyectil. No discutiremos las numerosas reacciones del He^3 y He^4 considerados como blancos aunque algunas de ellas son interesantes.

★ **Litio.** Los isótopos del litio muestran una gran variedad de reacciones. Las primeras tentativas de interpretación fueron facilitadas por el trabajo de Oliphant, Shire y Crowther quienes separaron los isótopos Li^6 y Li^7 por un método de espectrógrafo de masa, en cantidades suficientes como para hacer delgados blancos para experiencias de bombardeo. Breit, Tuve y Hafstad, y más recientemente Inglis, Hanna y sus colaboradores, han contribuido extensamente a nuestro conocimiento de las reacciones del litio y sus elementos vecinos. Mencionaremos solo algunas de las reacciones con litio:

Li^7 (d, p) Li^8. Esta reacción conduce a una única desintegración. El Li^8 produce Be^8 por desintegración beta. La energía cedida es grande, siendo la máxima energía del electrón de 12 Mev. El Be^8 se descompone rápidamente en dos partículas alfa.

Li^7 (p, n) Be^7. Be^7 es el isótopo más liviano que se desintegra por captura K (pág. 361) pasando a Li^7. Por ello posee más interés teórico.

Li^7 (n, γ) Li^8. Esta es una alternativa para obtener Li^8. A menudo se desea confirmar la naturaleza de los productos de reacción efectuándola de varios modos.

Li^7 (p, α) He^4; 17 Mev. Esta reacción fue la primera realizada con iones acelerados. El rendimiento es alto y la reacción puede detectarse hasta energías de bombardeo de 20.000 voltios o menos. La evolución de energía es grande debido a que la suma de las masas del Li^7 e H^1 es considerablemente mayor que la de las dos partículas alfa.

El bombardeo con deuterones del Li^6 da origen a dos partículas alfa y produce una energía aún mayor, 22 Mev.

El ciclo del carbón. Después que se descubrió que la fuente de energía solar debe ser algún proceso subatómico se produjo un período de incertidumbre sobre las principales reacciones responsables. Debido a la abundancia del hidrógeno era evidente que los protones debían desempeñar un papel en el proceso. Se consideró paso a paso la reacción de cuatro protones para formar helio pero este proceso no se efectúa con velocidad suficiente. Bethe halló una serie de reacciones que cumplen las especificaciones. Sistemáticamente consideró todas las reacciones de los elementos livianos que pueden ser responsables del proceso. A medida que fue obteniendo datos sobre secciones eficaces nucleares, las posibilidades disminuyeron porque algunas reacciones eran demasiado rápidas y otras demasiado lentas. En 1938 estableció que la principal fuente de energía solar es la cadena

$$C^{12} + H^1 \rightarrow N^{13} \rightarrow C^{13} + e^+ + \nu$$
$$C_{13} + H^1 \rightarrow N^{14}$$
$$N^{14} + H^1 \rightarrow O^{15} \rightarrow N^{15} + e^+ + \nu$$
$$N^{15} + H^1 \rightarrow C^{12} + He^4$$

Los símbolos se refieren a átomos neutros por conveniencia aunque la reacción es realizada por átomos total o parcialmente despojados de sus electrones. En consecuencia indicamos que en una emisión de positrones, el positrón debe combinarse con un electrón planetario. Después de sumar estas ecuaciones vemos que, cuando reaccionan cuatro hidrógenos con C^{12} y sus productos sucesivos, y se emiten dos positrones, se forma un átomo de helio y se regenera un átomo de C^{12}; el átomo de C^{12} es simplemente el catalizador necesario.

Recientemente Frieman y Motz han indicado que la reacción $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ puede ser importante en estrellas como nuestro sol. Anteriormente Bethe rechazó esta reacción porque creyó que su sección eficaz era demasiado pequeña.

5. El núcleo compuesto

Cada vez que un sistema físico sufre una reorganización, se necesita un tiempo finito para el proceso. Este aspecto fue frecuentemente despreciado en el desarrollo original de la teoría cuántica. Al considerar la teoría de Bohr del átomo, por ejemplo, hemos presentado las cosas como si el cambio de estado cuántico fuera instantáneo. Sucede que en el caso de reacciones nucleares este punto de vista no es válido. Bohr puntualizó en 1935 que, cuando una partícula suficientemente energética penetra en el núcleo, la energía de excitación se redistribuye gradualmente. Hablamos de un núcleo compuesto que puede durar varios millones de veces el breve intervalo necesario para que la partícula incidente cruce el núcleo. El núcleo compuesto está en un estado de transición. Estos estados se distribuyen continuamente siendo un aspecto característico de los sistemas que tienen suficiente energía para desintegrarse. Eventualmente la configuración llegará a un estado tal que algún nucleón tendrá suficiente energía para escaparse, o quizás se emita un rayo gamma. Después de ello, el núcleo residual queda a veces en un estado excitado y otras en el estado fundamental.

Esta opinión conduce a una consecuencia interesante que es totalmente comprobada por la experiencia. Esta ruptura del núcleo compuesto no depende del modo cómo se forme. Si se puede desintegrar de varias maneras, las probabilidades relativas de las mismas son completamente independientes del modo cómo adquirió su energía. Puede apreciarse que esta independencia simplifica la experimentación nuclear.

Diagrama de la reacción. Consideramos, por ejemplo, el bombardeo de deuterio con deuterones. Vamos a hacer un

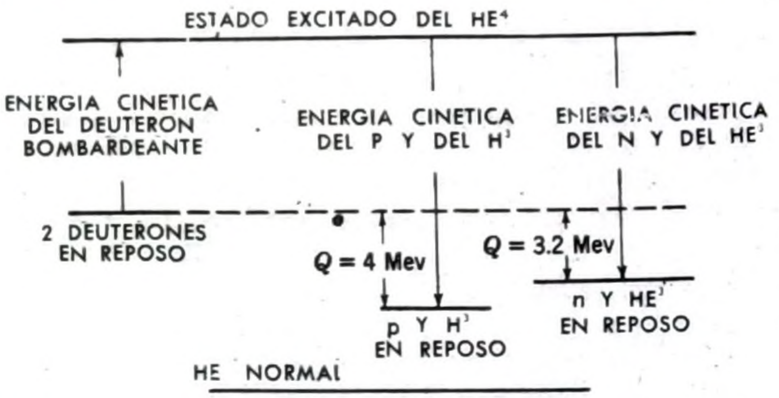


FIG. 12-14. Diagrama de energías para las reacciones *dd*, que dan el He^4 como núcleo compuesto. La escala vertical no corresponde a la realidad por limitaciones de espacio.

diagrama en el cual la ordenada indicará energía. En la fig. 12-14 la línea llena que se ve a la izquierda representa la *suma* de las energías en reposo de los deuterones bombardeantes y bombardeados. Desde ahí parte la flecha hacia arriba que representa la energía cinética del proyectil. Por ello la energía del núcleo compuesto queda en la parte superior de la flecha. La desintegración en un protón y un tritón da la energía cinética indicada por la flecha correspondiente hacia abajo. Se usan comúnmente elaboraciones y variaciones de este diagrama; no debe confundirse con el diagrama de energías de un solo núcleo, fig. 10-6 ó 10-7.

6. La Ley de Geiger-Nuttall y el modelo de barrera

La regularidad más asombrosa en la desintegración radiactiva producida por partículas alfa es descrita por la ley de Geiger-Nuttall. Desde más o menos 1912 se la menciona frecuentemente en la forma simple

$$\log \lambda = A + B \log R$$

donde A y B son constantes para un familia radiactiva dada y R es el alcance de la partícula alfa en aire a 15°C y presión normal. Para presentar esta ecuación en forma moderna tenemos que considerar dos relaciones adicionales en las que nos vamos a apoyar.

En primer lugar existen comprobaciones experimentales numerosas que demuestran que el alcance R es, con buena aprobación, proporcional a la potencia 3/2 de la energía inicial E de la partícula alfa; entonces el log R puede escribirse en función de E y R no aparece en la ecuación. En segundo lugar las constantes A y B pueden calcularse con la mecánica ondulatoria para cada familia radiactiva y para un modelo nuclear particular en función del apropiado número atómico Z, el radio nuclear r_0 y la energía E. Finalmente el log λ puede expresarse en función de Z, r_0 y E.

Una relación de este tipo dada por Gamow es la siguiente:

$$\log_{10} \lambda = 21{,}7 + 4{,}08 \times 10^{-6}(Z-2)^{1/2} r_0^{-1/2} - 1{,}72(Z-2)/E^{1/2} \quad (11)$$

si E se mide en Mev. Dentro de los límites de una serie radiactiva natural, $r_0^{1/2}$ no varía mucho, de manera que se puede colocar un valor promedio de esta magnitud en la ecuación 11. Análogamente se puede usar un valor promedio de Z. Eligiendo $r_0 = 8{,}1 \times 10^{-13}$ cm y $Z = 89$, el miembro derecho de

la ecuación 11 se reduce a $55{,}9 - 150/E^{1/2}$. Esa expresión se representa en la fig. 12-15 cuya abscisa es $1/E^{1/2}$. A pesar de haber usado valores promedios de r_0 y Z, al hacer la comparación entre la experiencia y la ecuación 11, el acuerdo general es excelente ya que los valores de λ en el gráfico cubren el rango de 10^{-18} a 10^{6} seg^{-1}. Pocas leyes físicas han sido comprobadas sobre un intervalo tan enorme. Todos los intentos de explicar esta ley basándose en mecánica clásica han fracasado.

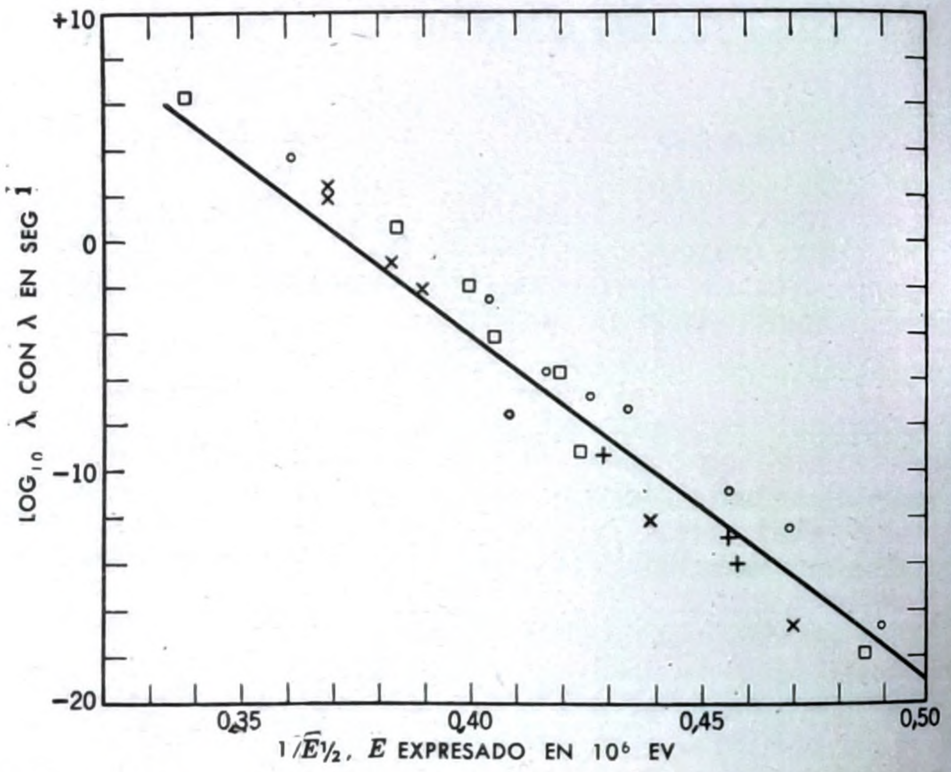


FIG. 12-15. Ley de Geiger-Nuttall. Los puntos que corresponden a elementos radiactivos cuyos pesos atómicos tienen la forma $4n$, $4n+1$, $4n+2$, y $4n+3$ se indican mediante cuadrados, cruces, círculos y cruces diagonales, respectivamente.

Esta dificultad desaparece considerando un modelo nuclear cuantificado que puede explicar los aspectos de desintegración radiactiva y de transmutación. Excepto en el caso del deuterón, el problema del núcleo es un problema de muchos cuerpos. Existe una amplia evidencia de que estas partículas están estrechamente unidas por influencia de fuerzas que varían rápidamente con la distancia. El lector recordará que en el caso de átomos se progresó mucho aislando un electrón y estudiando su comportamiento en un campo de fuer-

zas radiales que representaba el efecto promedio de todos los demás. Un modelo nuclear de "un cuerpo" de este tipo fue propuesto independientemente por Gurney y Condon, y por Gamow en 1928. Dicho modelo trajo como consecuencia una explicación de la emisión de partículas alfa que estaba en excelente acuerdo con los hechos.

Tenemos que hacer primero una hipótesis sobre la fuerza entre la partícula elegida P y el centro del núcleo. Si P es una partícula alfa, sabemos por las experiencias de dispersión (pág. 54) que la fuerza es una repulsión cuya magnitud es $Ze(2e/r^2)$ cuando r es varias veces el radio del núcleo. A distancias menores, la fuerza debe ser atractiva, pues de otro

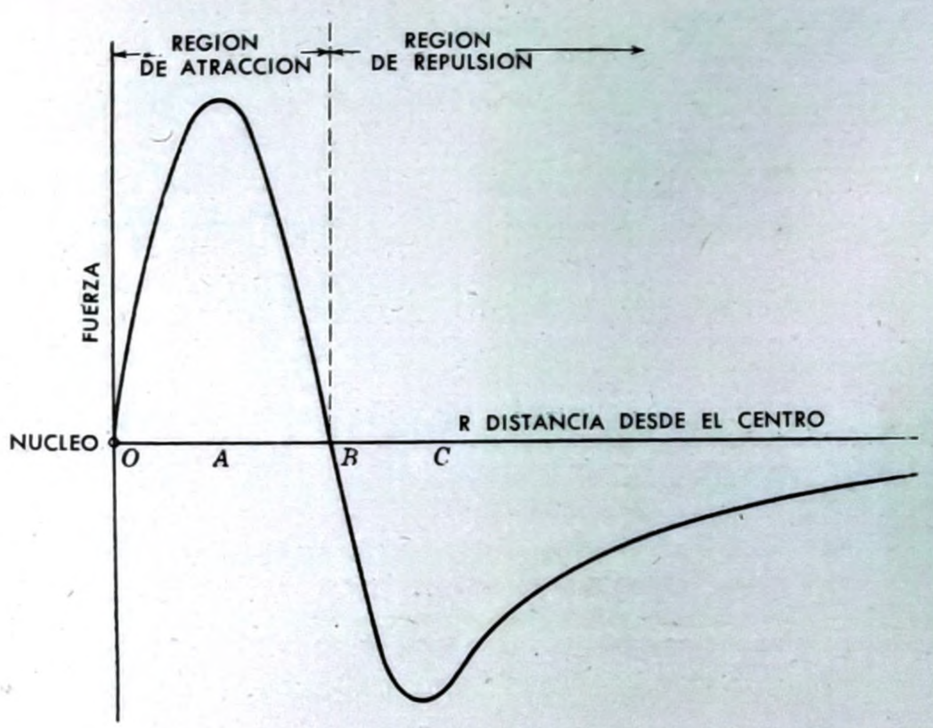


FIG. 12-16. Fuerza entre una partícula alfa y un núcleo. A medida que la partícula se aproxima aumenta la repulsión, pero en la proximidad de C comienza a actuar una fuerza atractiva que neutraliza la repulsión. En B las dos fuerzas se equilibran. La atracción resultante es grande cerca de A pero en el centro O la fuerza se anula. El modelo tiene simetría esférica

modo, las partículas en el núcleo se separarían inmediatamente. La figura 12-16 muestra el esquema general de dependencia de la fuerza respecto de la distancia r. Una partícula alfa que está a una distancia menor que OB es atraída y puede moverse en una órbita estable.

Consideremos el comportamiento de una partícula alfa que se acerca a un núcleo. Conviene representar en una curva (punteada en la fig. 12-17) la variación de su energía potencial V en función de su distancia al centro del núcleo. Si trazamos una recta horizontal FF' a una altura igual a la

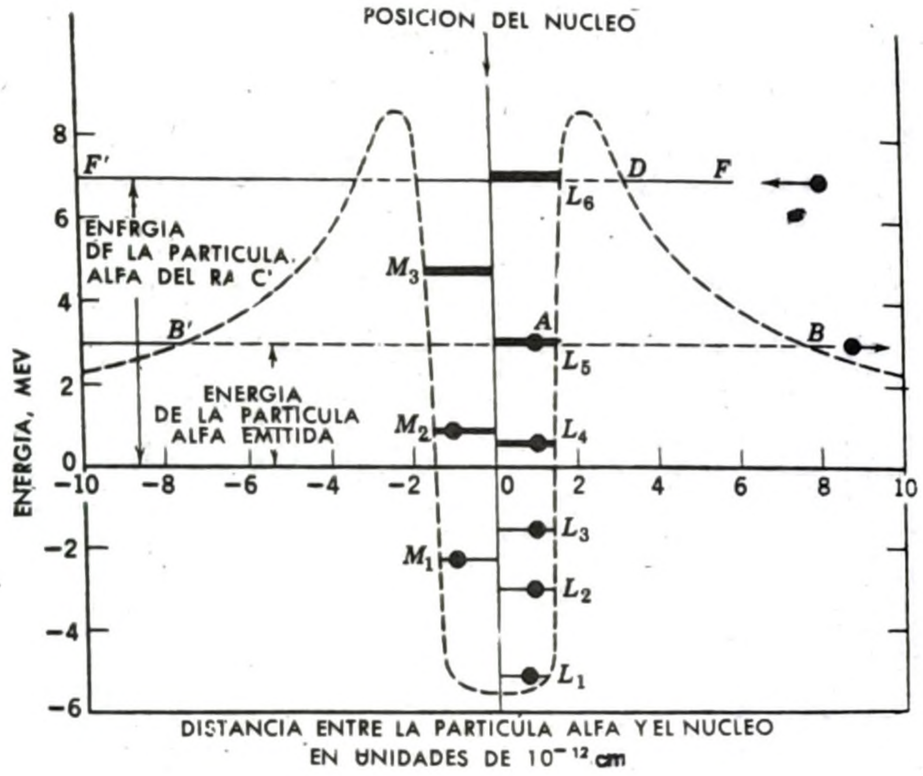


FIG. 12-17. Curva idealizada de energía potencial para una partícula alfa que está dentro de un núcleo pesado o próximo a él. L_1, L_2, etc., son los niveles de energía de las partículas alfa capturadas; M_1, M_2, etc., son los niveles de energía de los protones capturados y se podrían dibujar similares para los neutrones del núcleo.

energía total de la partícula, la distancia vertical desde FF' a la curva de energía potencial es siempre igual a la energía cinética. El proyectil debe forzar su camino "cuesta arriba" a medida que se aproxima. Al acercarse, la energía cinética disminuye mientras la energía potencial aumenta hasta que en D la energía cinética es nula. Según la mecánica ordinaria, la velocidad se invierte y la partícula se escapa.

Las experiencias sobre dispersión de las partículas alfa rápidas del Ra C′ por núcleos pesados nos dicen que vale la ley de proporcionalidad inversa al cuadrado hasta la mínima distancia de aproximación (a saber, 4×10^{-12} cm para el uranio)

pero no dan ninguna información respecto de la ley de fuerzas a distancias menores al núcleo. Un segundo hecho es significativo, a saber, que los núcleos de uranio son estructuras muy estables que se desintegran muy raramente. Esto significa que la barrera de potencial es tan alta que las partículas que están dentro tienen poca probabilidad de escapar. En verdad, debe ser mayor que la energía de la partícula alfa del Ra C′ o sea 7,8 Mev ya que esta partícula no entra en el núcleo. La curva de la figura 12-17 se ha representado teniendo en cuenta estos hechos. Podría entonces esperarse que las partículas alfa emitidas cuando se desintegra el uranio fueran más energéticas que las del Ra C′ porque, de otro modo, no podrían sobrepasar la barrera. Sin embargo su energía es de sólo 4,1 Mev. La mecánica clásica no puede explicar este hecho pero la mecánica ondulatoria sí lo hace plausible. Para comprender la explicación el lector debería volver a la teoría ondulatoria de un oscilador (pág. 212), notando que el máximo desplazamiento de un péndulo que vibra está bien limitado según la mecánica clásica mientras que, de acuerdo con la mecánica cuántica, no existe un límite definido. Es decir, en algún momento se puede desplazar hacia una posición donde la energía potencial es mayor que la energía total. Consideremos ahora una partícula alfa capturada por un núcleo de uranio cuya energía total sea 4,1 Mev. A pesar del hecho de que su energía es menor que la altura de la barrera, *hay una probabilidad pequeña pero finita de que esté fuera de la barrera en lugar de adentro. Esto significa que existe una pequeña probabilidad de que pase del interior al exterior en cualquier período dado de tiempo, digamos un segundo.* Algunos autores hablan, de manera jocosa, de la partícula alfa que atraviesa un túnel privado en la barrera de potencial. Sin embargo no hay que tratar de hacer un modelo clásico de este escape ya que la energía cinética tendría que ser negativa entre A y B. Estamos en presencia de nuevos hechos, y debemos aceptarlos, en lugar de aferrarnos a ideas basadas en el comportamiento de la materia en grande.

Según este concepto de emisión alfa, *cada partícula aparece fuera del núcleo con una energía cinética igual a la energía total —tanto cinética como potencial— que poseía dentro del núcleo.* Por ello, si un núcleo emite varios grupos de rayos alfa nos informa directamente sobre los niveles de energía del *núcleo* que los emite. De acuerdo con el modelo, estos niveles de energía se referirían a la partícula alfa moviéndose en un campo estático de fuerzas. Este tipo de descripción no debe tomarse muy en serio. Siempre un nivel de energía pertenece al sistema como un todo.

Veamos cómo las ideas anteriores conducen a la ley de Geiger-Nuttall. Puede demostrarse que, cuando una partícula capturada choca con la parte interior de la barrera, la probabilidad de penetración es aproximadamente

$$e^{-(4\pi/h)WP} \quad (12)$$

Aquí W es el ancho de la barrera al nivel BB' correspondiente a la energía de escape E, o $\frac{1}{2}mv^2$ y P es el valor promedio de $[2m(V\text{-}E)]^{1/2}$ sobre este ancho. El número de choques con la barrera por segundo puede determinarse conociendo la velocidad v_i dentro del núcleo del siguiente modo: La longitud de onda de De Broglie es del mismo orden que el radio r_0 de la pared interior de la barrera. Es decir, $h/mv_i = r_0$ aproximadamente, de manera que f, el número de choques por segundo, está dado por

$$f = v_i/2r_0 = h/(2mr_0^2) \quad (13)$$

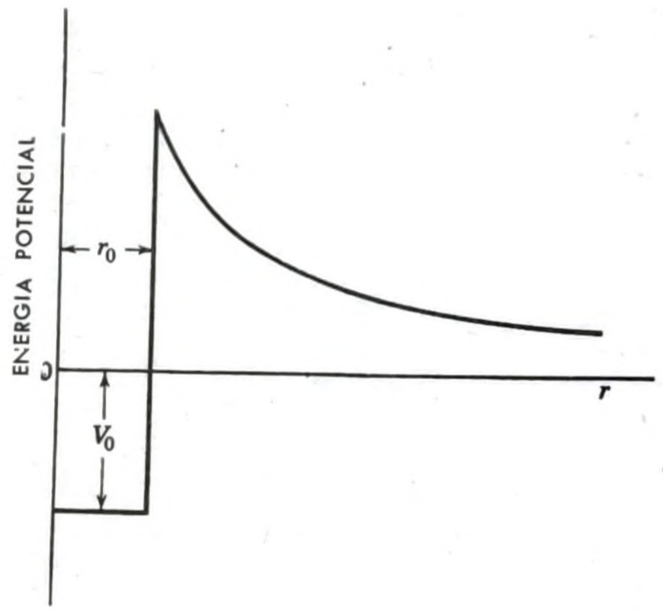


FIG. 12-18. Curvas simple de energía potencial usada por Gamow. La parte descendente corresponde a una ley de fuerzas inversamente proporcionales al cuadrado de las distancias, que se cumple bien hasta una distancia r_0.

La constante de desintegración es la probabilidad de escape por segundo o la probabilidad por veces que se choca por número de choques por segundo:

$$\lambda = \frac{h}{2mr_0^2} e^{-(4\pi/h)WP} . \quad (14)$$

Gamow efectuó el cálculo para una barrera como la de la fig. 12-18; el resultado aproximado es la ecuación 11.

Usando valores razonables del radio nuclear r_0, sugeridos por las experiencias de dispersión, esta relación vale para las tres familias radiactivas. Como el radio r_0 es la única constante ajustable y no hay un rango muy extenso de valores para elegir, la concordancia es una asombrosa demostración de la utilidad de la mecánica ondulatoria aplicada al núcleo.

7. Regularidades en la desintegración beta

★ El lector se preguntará si la desintegración beta puede ser tratada de manera análoga a la desintegración alfa. La respuesta es no. Los electrones no tienen existencia permanente dentro del núcleo (pág. 364). Una teoría de la desintegración beta debe decirnos la velocidad a que se forman los electrones, junto con sus compañeros neutrinos, a partir de un núcleo inestable. Se escapan en seguida; no hay barrera que se los impida. Fermi hizo una hipótesis audaz sobre la frecuencia de formación. La teoría es básicamente análoga a la emisión de luz por cargas móviles.

Las dos predicciones fundamentales de esta teoría son la distribución de energía de los electrones y una relación que contiene la constante de desintegración. Si se conoce la energía máxima E_0 de los electrones de desintegración, según Fermi, se puede predecir con razonable exactitud la distribución de energía entre dichos electrones. Su teoría también dio una explicación plausible de las curvas conocidas como curvas de Sargent, que representan relaciones entre las constantes de desintegración λ de los emisores beta y las máximas energías E_0 de sus electrones de desintegración. Tales curvas han sido halladas experimentalmente pero no se les ha dado una interpretación adecuada.

8. Curvas de rendimiento de la desintegración artificial

La mecánica ondulatoria nos permite predecir aproximadamente la eficiencia de la desintegración artificial. Aun cuando se hagan hipótesis simplificatorias la teoría matemática es demasiado extensa para incluirla aquí, pero las ideas físicas sobre las que se basa son simples. Supongamos que una partícula alfa de Ra C′ se aproxima a un núcleo liviano como se ve en la fig. 12-17. Así como una partícula alfa del interior puede atravesar la barrera, la partícula incidente

puede atravesar la barrera, y llegar al interior. A medida que la energía de la partícula incidente aumenta, la probabilidad de penètración aumenta rápidamente hasta que la energía es suficiente para sobreponer el tope de la barrera. A partir de este punto la probabilidad es aproximadamente constante, en muchos casos, sobre un rango considerable de energías.

Vemos que la sección eficaz para un tipo elegido de transmutación es el producto de dos factores. Ellos son la sección eficaz de formación del núcleo compuesto y la probabilidad de que se desintegre con emisión de la partícula elegida. La situación es particularmente simple cuando hay una sola manera de partir el núcleo compuesto. Entonces hay que considerar únicamente la sección eficaz de penetración. La probabilidad de penetración está dada por una expresión similar a la ecuación 12.

Como ejemplo vamos a considerar la sección eficaz de la reacción entre dos deuterones. Como ya se ha dicho, la probabilidad de formación del H^1 y H^3 es aproximadamente igual a la de producción del He^3 y un neutrón. A partir de 1948

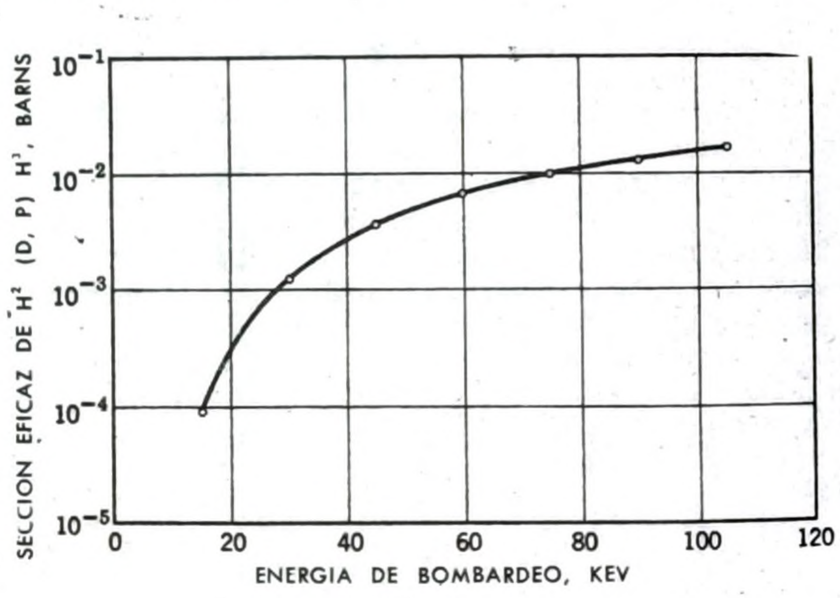


FIG. 12-19. Sección eficaz de la reacción entre dos deuterones que chocan con baja energía produciendo protones y tritones. (En base a los resultados de Arnold, Phillips, Sawyer, Stovall, y Tuck). La energía de bombardeo está medida en el sistema de laboratorio.

varios grupos de investigadores han medido el rendimiento a bajas energías de bombardeo: Bretscher, French y Seidl; Sanders, Moffatt y Roaf; y Arnold, Phillips, Sawyer, Stovall y Tuck. Sus resultados sobre la producción de protones y tri-

tones están de acuerdo entre sí. El punto esencial de nuestra discusión no es el valor absoluto, sino la relación del rendimiento con la energía que se ve en la fig. 12-19. Esta curva puede aproximarse *muy bien* mediante una fórmula basada en la idea de penetración de Gamow. Lo mismo vale para varias otras reacciones entre núcleos livianos. Cuando consideramos núcleos más pesados aparecen dificultades debidas a las imperfecciones básicas del modelo de Gamow que esquematiza el núcleo como una barrera simple despreciando toda la complejidad real del núcleo compuesto. De manera que, a pesar de que el modelo de Gamow resulta satisfactorio, no es una ley universal para el comportamiento nuclear.

Resonancia nuclear. La descripción simple vista anteriormente desprecia un importante punto. Si la energía de la partícula bombardeante coincide con la de un nivel desocupado, tal como L_6 en la fig. 12-17, la probabilidad de penetración es mucho mayor que para energías ligeramente menores o ligeramente mayores. Entonces el rendimiento de las partículas emitidas o de los rayos gamma pasa por un máximo. Este efecto de *resonancia* fue hallado por primera vez por Pose, de la Universidad de Halle, que bombardeó aluminio con partículas alfa y halló una curva de rendimiento con varios máximos. En esa época se acostumbraba decir que tales estudios revelaban las posiciones de los niveles de energía en el núcleo inicial. Ésta es una descripción engañosa. Los niveles de resonancia son propiedades de todo el sistema, el núcleo compuesto por un lado o el núcleo inicial *más* la partícula bombardeante, por otro lado. Efectos similares son hallados cuando las partículas bombardeantes son protones o deuterones. Un caso bien conocido es la reacción

$$Li^7(p, \gamma)Be^8 \qquad Be^8 \rightarrow 2\alpha \tag{15}$$

estudiada por primera vez en forma intensiva por Hafstad, Heydenburg y Tuve. Cuando la energía del protón es próxima a 0,44 Mev, el núcleo compuesto queda en un estado excitado y se emite un rayo gamma antes de que el núcleo se parta. La figura 12-20 indica aproximadamente los números relativos de rayos gamma emitidos, en función de la energía de bombardeo. En este caso el blanco era grueso, de manera que los rayos gamma conservaban una alta intensidad cuando la energía se hacía mayor que 0,44 Mev; algunos protones eran moderados hasta la energía de resonancia al penetrar el blanco. A partir de este tipo de curva puede hallarse la sección eficaz

cerca de la energía de resonancia. Su ecuación sería

$$S = \frac{C}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} \tag{16}$$

La curva de S versus E en la proximidad de E_r es llamada curva de resonancia. Para la reacción con Li, el "ancho" de la curva de resonancia es sólo de 0,011 Mev. Si hay varios niveles de resonancia, la ecuación debe ser remplazada por una más complicada con varios términos de resonancia.

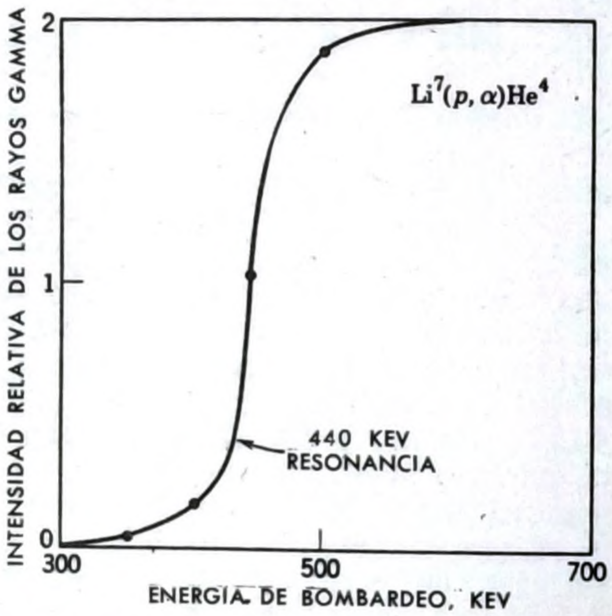


FIG. 12-20. Rayos gamma de la reacción del Li^7 con protones. (De los resultados de Hafstad, Heydenburg y Tuve.)

★ La misma ecuación se aplica a efectos de resonancia con neutrones (pág. 368). Hemos notado en diversas ocasiones que, cuando dos entes se acercan, es *generalmente* imposible la combinación permanente debido a las leyes de conservación. Este hecho es una razón adecuada para que sean emitidos rayos gamma cuando el núcleo compuesto pasa a un nivel cuantitativo inferior. El modelo de barrera del núcleo nos ayuda a comprender por qué no se emiten ordinariamente partículas cargadas —en lugar de rayos gamma— cuando son capturados neutrones de baja energía. La partícula cargada emergente tendría que penetrar la barrera.

★ **La distribución angular de las partículas emitidas.** En el sistema de coordenadas del laboratorio la energía de una partícula emitida depende de su dirección de emisión, como

es fácil ver aplicando las leyes de conservación. Pero ¿cómo es en el sistema del *centro de masa*, donde el núcleo compuesto está en reposo? En este sistema el núcleo compuesto se separa en dos partículas que se mueven en direcciones opuestas. Concentrando nuestra atención en una de ellas, digamos una partícula alfa, ¿serán igualmente favorables todas las direcciones de emisión? ¿O retendrá el núcleo alguna "memoria" respecto de la dirección del haz incidente, de modo que el número de partículas que quedan dentro de un ángulo sólido dado dependerá del ángulo de emisión θ medido respecto del eje de bombardeo? Ambos casos se presentan en la realidad. Por ejemplo, en 1940 Young, Ellett y Plain estudiaron la reacción $Li^7\ (p, \alpha)\alpha$ hallando una desviación definida respecto de la simetría esférica. Heydenburg, Hudson, Inglis y Whitehead demostraron que el número de partículas por unidad de ángulo sólido es proporcional a

$$1 + A\cos^2\theta + B\cos^4\theta \tag{17}$$

donde A y B son funciones de la energía de bombardeo. La ausencia de potencias impares de cos θ se comprende fácilmente. La emisión debe ser simétrica en 90° ya que cada partícula alfa que forma un ángulo θ, en el sistema del centro de masa, está acompañada por una que forma un ángulo $\pi - \theta$.

Estos efectos confirman la conservación del impulso angular en choques nucleares y dan informaciones sobre el impulso angular orbital y de spin del núcleo compuesto. El trabajo que significan estas experiencias es grande, lo que explica parcialmente el tardío desarrollo de este campo; ha sido cultivado por Inglis, Hanna y colaboradores, entre otros.

9. Spins nucleares y momentos magnéticos

Largas experiencias han demostrado que los núcleos de masa atómica par en sus estados inferiores tienen impulsos angulares que son múltiples de $h/2\pi$, mientras que los de masa impar tienen valores que son múltiplos semienteros impares de $h/2\pi$. Se acostumbra referirse a estos múltiplos como spins nucleares. Por supuesto, son los vectores suma de los impulsos angulares debidos al movimiento orbital de los nucleones y los spins de estas partículas. Así como en los átomos, los estados superiores también tienen valores característicos del impulso angular. Existe un sistema de reglas

de selección (pág. 430) para las transiciones entre estos estados.

★ **Estructura hiperfina.** La primera evidencia de esta situación provino de la existencia de estructura hiperfina en las líneas de los espectros atómicos, fenómeno observado por Michelson a fin de siglo. Superpuesta con las complejidades descriptas en el capítulo VII, las líneas espectrales están a veces formadas por varias componentes. La teoría cuántica de esta estructura fue discutida por Pauli y por Ruark. Se debe a la existencia de diferentes niveles de energía correspondientes a la *misma estructura electrónica pero a distinta orientación del spin nuclear* respecto del impulso angular del átomo como un todo.

★ Los núcleos en rotación poseen momentos magnéticos del orden de un *magnetón nuclear*,

$$\frac{h}{2\pi}\frac{e}{2m_pc} = 5{,}05 \times 10^{-24} \text{ erg/oersted} \qquad (18)$$

donde m_p es la masa del protón y e está expresada en ues. Stern y Knauer fueron los primeros en medir un momento magnético nuclear según el método esquematizado en la pág. 244. Otros métodos, de alta precisión, han sido empleados por Rabi y colaboradores.

Resonancia magnética nuclear. En 1945 un método asombrosamente simple fue desarrollado por Bloch, Hansen y Packard y por Purcell, Torrey y Pound, independientemente. Experiencias similares habían sido ensayadas por Gorter y Broer, pero sin éxito, debido a las diferencias de técnica. Describiremos el método empleado por Purcell, Torrey y Pound. Consideremos el caso de núcleos de spin 1/2, que tienen solo dos orientaciones en un intenso campo magnético. La energía del momento magnético, MH, orientado paralela o antiparalelamente a un campo magnético H, es $-MH$ o $+MH$, respectivamente. Como la diferencia es $2MH$, debemos esperar que los fotones de frecuencia $2MH/h$ puedan desplazar los núcleos de una de estas orientaciones a la otra. Si H es varios miles de gauss la frecuencia necesaria estará entre las de radio, siendo la longitud de onda de algunos metros. Supongamos que disponemos un circuito resonante (fig. 12-21) en el campo del electroimán y que insertamos un pequeño tubo de agua dentro de la bobina. Ajustando la frecuencia de resonancia los protones en las moléculas de agua se desplazarán de una orientación cuantificada a la

otra. Los núcleos de oxígeno tienen momento magnético nulo y no son por ello afectados. Existe una absorción de energía, a esta frecuencia, que puede ser detectada mediante métodos oscilográficos comunes, ya que produce variaciones

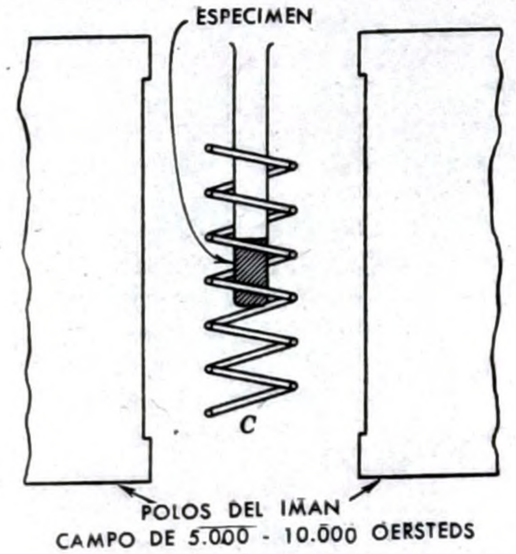


FIG. 12-21. Aparato para medir resonancias magnéticas nucleares en líquidos y sólidos. Los núcleos del espécimen oscilan de una orientación a la otra cuando se ajusta adecuadamente la frecuencia de la corriente en la bobina C. La bobina se ha exagerado por claridad. Para crear un campo magnético uniforme las piezas polares se han constituido según el diseño de M. E. Rose.

en la amplitud y fase de las oscilaciones. Mediciones precisas, efectuadas por Zacharias y sus colaboradores, demuestran que la frecuencia necesaria es de $4{,}2576H$ en kilociclos por segundo.

★ Hay un punto que merece atención especial: parecería que el número de protones que van del estado de energía mayor al de energía menor serían el mismo que el de los que efectúan la transición inversa. Entonces no habría absorción neta. Pero *hay* absorción neta debido a que existen más núcleos en el estado de orientación inferior, en condiciones de equilibrio térmico. En realidad el estado inferior se empobrece a medida que se realiza la experiencia. Después de un tiempo los números en ambos estados se igualan si el campo de radio frecuencia es suficientemente intenso. De este modo la reacción sobre el circuito impulsor desaparece lentamente. Tenemos luego que esperar un tiempo hasta que los protones puedan reorientarse en forma estadística. El tiempo de relajación —tiempo promedio en que se mantienen

en el estado superior— puede medirse con un aparato muy simple. Eldridge y Kephart pudieron estudiar la resonancia del hidrógeno empleando un imán permanente, cuyos polos tenían aproximadamente 10 centímetros de diámetro, que anteriormente formaba parte de un equipo de radar. Sin embargo este procedimiento exige cuidar atentamente la forma del campo y en la práctica se emplean electroimanes mucho más grandes.

★ La figura 12-22 muestra los spins y momentos de algunos núcleos livianos y del neutrón, medidos por primera vez por Alvarez y Bloch. El hecho de que los momentos del protón y del neutrón no sean múltiplos enteros del magnetón nuclear evidencia que son estructuras complicadas. Nótese que el vector momento magnético del neutrón está dirigido opuestamente a su vector spin como si tuviera una carga negativa, y que el momento del deuterio es aproximadamente la diferencia entre los momentos del protón y del neutrón.

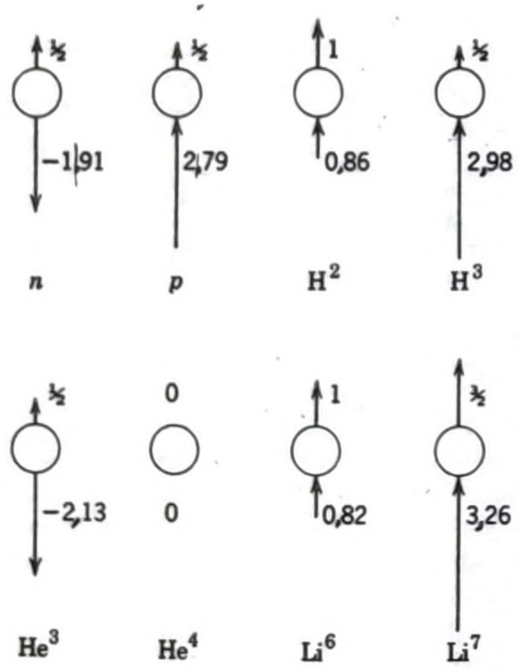


FIG. 12-22. Spins y momentos magnéticos del neutrón y de núcleos livianos; los spins figuran arriba y los momentos debajo. El spin está en unidades $h/2\pi$ y el momento en magnetones nucleares.

Esto significa que los spins de las dos partículas constituyentes son paralelos y los momentos magnéticos sustancialmente antiparalelos, en el estado normal del deuterón. En consecuencia, este estado se describe como un estado ^3S por analogía con la notación espectroscópica (pág. 235).

★ Rabi y sus colaboradores han demostrado que el deuterón no puede ser tratado como un objeto esférico. Se comporta como un huevo que gira alrededor de su eje mayor. Esta desviación de la simetría esférica se expresa diciendo que posee un momento cuadrupolar eléctrico.

★ 10. El deuterón

Construir una teoría para el deuterón es un problema notable de la física nuclear. (Para comprender el significado de una *teoría* piénsese, por ejemplo, en la *teoría* de Bohr del átomo de hidrógeno, capítulo IV.) Se ha hecho un gran progreso pero la respuesta completa aún eludía a los físicos en 1953. Parte de la dificultad se debe a que, a pesar de que se poseen datos experimentales precisos, éstos no bastan para distinguir entre varias posibilidades respecto de las fuerzas involucradas. Es como si estuviéramos tratando de hacer la historia del átomo de hidrógeno sin conocer la ley de Coulomb. Aquí nos vemos obligados a restringir nuestra atención a algunos hechos importantes y a teorías muy simples que los explican aproximadamente.

Es sumamente probable que el deuterón tenga *un solo estado ligado*. Como se ha mencionado antes, la evidencia de los spins nucleares demuestra que es un estado ^3S; es decir, el deuterón normal no tiene impulso angular orbital. La energía de ligadura es 2,185 Mev $\pm$ 0,02 Mev. Mediremos la energía a partir de la condición de disociación como hicimos para los átomos.

Las experiencias sobre dispersión de neutrones por protones indican que el valor absoluto en el segundo estado, llamado ^1S, es menor que 0,07 Mev. Los hechos demuestran que el estado está sobre el límite de disociación, lo que significa que está realmente en la porción inferior de una banda continua de estados de energía positiva y no un único estado. Análogamente, se halla que no existen estados ligados de impulso angular más alto.

¿Qué nos dice esto sobre las fuerzas que actúan entre los nucleones? En la pág. 198 hemos visto que las energías de una partícula que se mueve en una caja de ancho a tienen la forma $n^2h^2/8ma^2$. Podemos aumentar el distanciamiento entre aquéllas tanto como queramos disminuyendo el ancho de la caja. Todos los estados, excepto el fundamental, pueden ser empujados hacia arriba, sobre cualquier energía elegida, "estrujando la caja". Lo mismo sucede con el deuterón. El alcance efectivo de las fuerzas relativamente grandes entre

sus partículas es suficientemente pequeño como para hacer grande el espaciado entre niveles.

¿Podemos construir una teoría aproximada para el deuterón a lo largo de las mismas líneas seguidas en la teoría de Bohr del átomo de hidrógeno? Se puede adelantar una docena de razones que nos demuestran que tal cálculo sería grosero, pero lo esbozaremos aquí antes de considerar un tratamiento mecánico-ondulatorio simple. Para la energía potencial del neutrón y del protón, usaremos

$$V = -\frac{V_0 e^{-r/a}}{r/a} \tag{19}$$

que es una manera algebraica de decir que el potencial cae a un valor muy pequeño cuando la distancia r entre ambas partículas es mucho mayor que a. Éste es el llamado potencial del mesón considerado en la Sección 12; existen comprobaciones que indican que en este modelo a debe tener un valor próximo a $1{,}4 \times 10^{-13}$ cm. Nótese que el factor e hace disminuir muy rápidamente el potencial cuando r aumenta (figura 12-23a). Las dos partículas giran alrededor del centro de masa sobre órbitas circulares cuyos radios consideraremos iguales en vista de la casi igualdad de sus masas. Se demuestra fácilmente que el comportamiento mecánico de este sistema es idéntico al de una sola partícula de masa $m_p/2$ girando en torno de un centro de fuerzas fijo por influencia de la energía potencial dada por la ecuación 19. La cantidad $m_p/2$ es llamada masa reducida, y la indicaremos por μ.

Vamos a suponer que el impulso angular en el estado inferior es $h/2\pi$, despreciando spins, de manera que

$$\mu v r = h/2\pi \tag{20}$$

Esta hipótesis se hace imitando la teoría de Bohr del átomo de hidrógeno a pesar de que sabemos que el deuterón no tiene impulso angular orbital.

El potencial de la ecuación 19 corresponde a una fuerza atractiva $-dV/dr$ que igualamos a la masa por la aceleración:

$$\frac{V_0 e^{-r/a}}{r}[1 + (a/r)] = \frac{\mu v^2}{r} \tag{21}$$

Entonces, $$v = (2\pi/h) r V_0 e^{-r/a}\left(1 + \frac{a}{r}\right)$$

Si sustituimos este valor en la ecuación 20 obtenemos

$$V_0 e^{-r/a} = \frac{(h^2/8\pi^2\mu a^2)}{(r/a)^2[1 + (a/r)]} \tag{22}$$

Las ecuaciones 20 y 22 nos permiten simplificar la energía, $\frac{1}{2}\mu v^2 + V$. Poniendo $r/a = R$, resulta

$$\frac{E}{(h^2/8\pi^2\mu a^2)} = \frac{R - 1}{R^3(1 + R^{-1})} \tag{23}$$

Pero $h^2 8\pi^2 \mu a^2 = 32 \times 10^{-6}$ ergios $= 20$ Mev, y la energía E es $-2{,}185$ Mev, de manera que el miembro izquierdo vale $-0{,}1092$. Representando el miembro derecho comprobamos que la ecuación se satisface para $R = 0{,}853$.

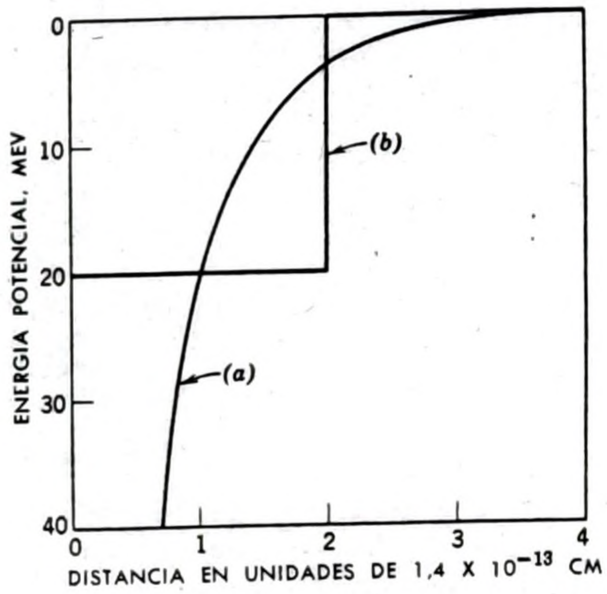


FIG. 12-23. a) Curva de la energía potencial entre un neutrón y un protón predicha por la teoría mesónica. b) Curva de energía potencial de pozo cuadrado que se supone generalmente al considerar el deuterón.

Finalmente usamos este valor en la ecuación 22 para obtener la constante desconocida V_0 en la energía potencial, que resulta ser de unos 60 Mev. Si a fuera más grande V_0 sería más pequeño. Todo lo que realmente tenemos es un medio para hallar V_0 habiendo dado a, en otras palabras, una *relación* entre V_0 y a. Pero el modelo no es totalmente estéril. El lector puede demostrar, si lo desea, que cuando se fija para V_0 el valor anterior no puede existir una órbita circular con n

igual a 2 o más. Esto significa que, en tales estados cuánticos superiores, las partículas tendrían suficiente energía como para escaparse del pozo de potencial, comportamiento de acuerdo con los resultados mencionados al comienzo de esta sección.

Este cálculo ilustra compactamente las dificultades de aquellos que han hecho los correspondientes cálculos mecánico-ondulatorios. Únicamente partir de la energía de ligadura puede obtenerse sólo una relación entre dos constantes que aparecen siempre en cualquier función razonable de energía potencial. El tramiento mecánico-ondulatorio más simple del deuterón hace uso del llamado "pozo de potencial cuadrado". Como se ve en la fig. 12-23*b*, la energía potencial es nula fuera de un radio crítico a y $-V_0$ dentro de ese radio. La función de onda ψ del estado inferior que resulta de esta hipótesis es simple. Las ecuaciones de las secciones interiores y exteriores son las siguientes:

$$\psi = A \frac{\operatorname{sen} 2\pi r/\lambda}{2\pi r/\lambda} \quad \text{para} \quad r < a \tag{24}$$

$$\psi = B \frac{e^{-r/b}}{r} \quad \text{para} \quad r > a$$

λ es la longitud de onda de De Broglie correspondiente al interior del pozo de potencial. Es h dividida por el impulso clásico, o sea

$$\lambda = \frac{h}{[2\mu(V_0 - |E|)]^{1/2}} \tag{25}$$

Análogamente, la constante b que fija la "escala" de decrecimiento exponencial fuera del pozo es $h/[2\mu|E|]$. Las constantes A y B se eligen de manera que las dos ψ se unan en el contorno nuclear. Es evidente que las dos partículas pasan gran parte de su tiempo a distancias mayores que a. En este modelo la energía de ligadura da simplemente el valor de V_0a^2. Para obtener información concerniente a V_0 y a separadamente, se hace uso de los resultados obtenidos con dispersión de neutrones por protones. Una buena concordancia se obtiene con un valor de a próximo a $2{,}8 \times 10^{-13}$ cm y un valor de V_0 cercano a los 20 Mev.

11. Dispersión protón-protón

Más información sobre la fuerza existente entre dos nucleones se obtiene mediante experiencias de dispersión de protones por protones. Este trabajo fue realizado por primera vez por Tuve, Heydenburg y Hafstad. Los resultados de sus experiencias y muchos otros posteriores han sido exhaustivamente analizados por Breit y sus alumnos. Esta dispersión no sigue la simple ley de Rutherford considerada en la sección 1 (con correcciones para el movimiento de la partícula blanco). La influencia de las fuerzas nucleares varía la distribución angular de las partículas dispersadas radicalmente. En el tipo más simple de interpretación, se supone que el potencial de Coulomb vale fuera de un cierto radio r_0 y que la energía potencial "adentro" es una constante igual a $-V_0$. En otras palabras, la fuerza eléctrica de proporcionalidad inversa al cuadrado se supone totalmente ausente en la región interior. Ahora surge la pregunta: ¿Cómo se compara la profundidad del pozo con el anterior, apropiado para el deuterón, según la dispersión neutrón-protón?

Aquí nace una complicación. Puede demostrarse que la fuerza entre dos nucleones depende fuertemente de la orientación relativa de sus spins. Este efecto no fue considerado, por simplicidad, en nuestras anteriores consideraciones sobre el estado superior del deuterón. En realidad la comparación entre el potencial neutrón-protón y el potencial protón-protón debe hacerse para el caso de spins opuestos. Los valores de V_0, con $a = 2{,}8 \times 10^{-13}$ cm son los siguientes:

Neutrón-protón (estado ^1S) : 11,9 Mev

Protón-protón (estado ^1S) : 10,5 Mev

Con mejores modelos, Breit y sus colaboradores llegaron al importante resultado de que, *aparte* de la fuerza de Coulomb, la fuerza entre un protón y un protón es prácticamente idéntica a la que existe entre un neutrón y un protón en el estado ^1S. Existe también alguna evidencia de que la fuerza entre dos neutrones es la misma. La próxima sección está dedicada a los intentos de explicación de las características generales de las fuerzas entre nucleones.

12. Fuerzas nucleares específicas

Wigner reconoció que las fuerzas entre nucleones no son probablemente las "clásicas" sino fuerzas de 'intercambio" del tipo que hemos encontrado al explicar la energía de ligadura

de la molécula de hidrógeno. Dependen no solamente de la distancia entre los centros de las partículas sino también de las orientaciones relativas de sus spins. Hemos visto que en el estado inferior del deuterón, $^3S_1$, los spins del protón y del neutrón son paralelos y la fuerza es de atracción. En la primer estado excitado, $^1S_0$, los spins son opuestos y la fuerza entre las partículas es una atracción mucho menor o una ligera repulsión.

Originalmente estas ideas fueron deducidas de la aparición de un tipo de saturación, como la hallada en el caso de átomos de gases raros o la encontrada en el estudio de la valencia (pág. 261). Se notó que el núcleo de He^4 es extremadamente estable, hecho que sugería que en este núcleo los dos protones forman una capa cerrada y, al mismo tiempo, los dos neutrones forman una capa cerrada, de manera que, en virtud del principio de Pauli, no podría entrar otro neutrón o protón en estas capas. La próxima partícula ligada debe ir a otro estado cuántico más alto. En realidad, la fuerza entre esta próxima partícula y las primeras cuatro es muy débil. Por lo que sabemos hasta ahora, los núcleos de He^5 y Li^5 no tienen existencia independiente sino que aparecen únicamente como núcleos compuestos en procesos de bombardeo. La existencia de este fenómeno de saturación sugirió que *algo* se intercambia continuamente en todo par de nucleones próximos entre sí, del mismo modo que se intercambian electrones en los dos núcleos de una molécula de hidrógeno. A partir de este punto llegamos a las ideas siguientes.

Campos y partículas portadoras. Así como Dirac estableció la teoría del positrón 2 años antes de que fuera descubierto, Yukawa anticipó el descubrimiento de los mesones 2 años antes, estimulado por la necesidad de explicar las fuerzas nucleares. La idea involucrada es sumamente simple. Es natural que concibamos los fotones como mensajeros, nacidos únicamente para volver a morir, que llevan la energía de un átomo emisor a otro que puede dispersarla o absorberla. Si un fotón produce un par positrón-electrón podemos concebir el positrón como un "eslabón" transitorio o mensajero, desde el fotón productor a uno u otro de ambos fotones producidos cuando se aniquila el positrón. No parece tan natural imaginar el electrón negativo como un mensajero debido a su permanencia bajo condiciones ordinarias. Sin embargo los electrones pueden ser absorbidos por algunos núcleos, proceso inverso de la emisión beta. Tales ideas condujeron a la hipótesis plausible de que cada tipo de campo de fuerzas involucrado en la interacción de un par determinado de partículas A, B sea

el asiento de partículas que llevan la energía desde A a B y viceversa.

Dado un campo, buscamos las partículas portadoras; dada una partícula, buscamos el campo a que pertenece.

La pregunta ahora es la siguiente: *¿Qué mensajeros son responsables de las fuerzas entre nucleones?* Una primera sugestión, basada en la existencia de la emisión beta, fue que los electrones y los neutrinos pasan por detrás y por delante entre cada par de nucleones. Si, por ejemplo, un electrón y un neutrino se mueven de un neutrón a un protón, el residuo del neutrón sería un protón y el protón original se transformaría en un neutrón. Como los dos nucleones intercambian cargas, las fuerzas que resultan del proceso pueden ser llamadas con propiedad fuerzas de intercambio.

Un cálculo detallado demuestra que tales fuerzas serían del orden de 10^{12} veces menores que las fuerzas atractivas observadas entre partículas en el núcleo. Esta era la situación que halló Yukawa. Y encontró que la dificultad podría obviarse si los mensajeros entre nucleones fuesen partículas con una masa del orden de 200 m_0. Así como la energía potencial eléctrica de dos cargas q_1 y q_2 es q_1q_2/r, Yukawa halló que la energía potencial "mesonica" de dos nucleones en reposo debe ser

$$V = \frac{g_1 g_2}{r} e^{-r/a} \tag{26}$$

El factor $e^{-r/a}$ surge del deseo de Yukawa de asegurar que las nuevas fuerzas tendrán un alcance muy corto; g_1 y g_2 son llamadas cargas mesónicas de ambas partículas. La constante a determina el alcance efectivo de las fuerzas. Para un protón o un neutrón, la carga mesónica se hace igual a $3{,}6 \times 10^{-9}$ ues, de manera de obtener energías de ligadura del orden de magnitud hallado en la experiencia. Naturalmente, una de las g en la ecuación 26 se hace negativa. Una característica importante de la teoría es que

$$a = h/2\pi Mc \tag{27}$$

donde M es la masa de las partículas que implican la interacción.

Existen dos tipos de mesones (pág. 485) y ambos interactúan con los núcleos pero está bien establecido que *los más pesados, mesones pi, son emitidos y absorbidos en mucho mayor número que los mesones mu,* en condiciones análogas. Si indicamos con M la masa del mesón π obtenemos $a = 1{,}4 \times 10^{-13}$ cm que es aproximadamente la dimensión lineal

del volumen por nucleón en cualquier núcleo pesado. Este hecho se considera generalmente una buena comprobación de la teoría.

La situación descrita es la base de la afirmación tan repetida de que el protón y el neutrón no son dos partículas diferentes, sino simplemente diferentes estados de la misma

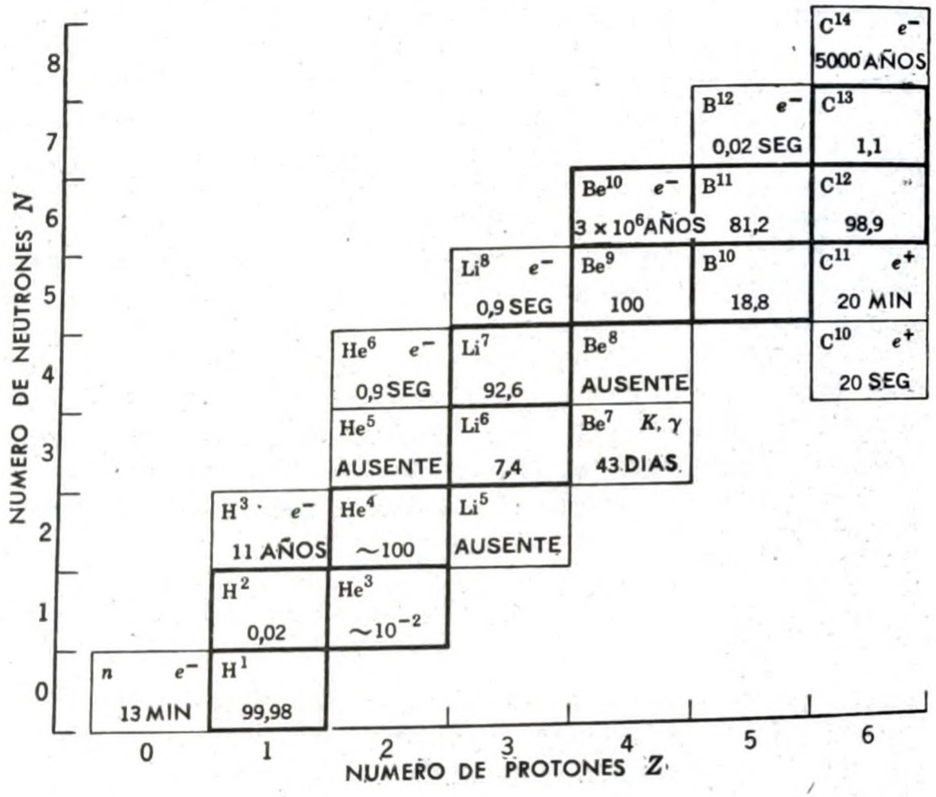


FIG. 12-24. Diagrama neutrón-protón para elementos livianos. Se indica la abundancia porcentual de las especies estables. Se dan para las especies inestables sus vidas medias y partículas emitidas. Observar que un exceso de protones conduce a la emisión de positrones y que un exceso de neutrones, a la emisión de electrones negativos.

partícula. A partir del simple modelo de Yukawa han surgido muchas elaboraciones, relativas a la posición de mesones positivos, negativos y neutros en el modelo y a la influencia de sus spins sobre las fuerzas nucleares. El tema está en estado de flujo en este momento. Probablemente, pero no con certeza, las conclusiones serán que los mesones π cargados son los principales portadores de la fuerza entre un protón y un neutrón; y que los mesones π neutros son fundamentalmente responsables de la fuerza no-electromagnética entre protones y entre neutrones.

13. Regularidades en las energías de ligadura

Es fácil notar regularidades en las abundancias y energías de ligadura de los isótopos. Hay esquemas recurrentes en el modo de desintegración de los inestables y en las energías de las partículas que emiten. El apéndice 6 presenta abundancias, datos de desintegración y energías de ligadura para los primeros seis elementos. Los valores precisos de las masas están aún en controversia y no discutiremos aquí los valores usados. La figura 12-24 es una parte de un tipo de carta creado por Segrè en el cual N y Z, los números de neutrones y de protones, se usan como coordenadas. Los isótopos conocidos están indicados en los valores correspondientes de estas cantidades. Para los estables, en líneas generales, indicamos las abundancias aproximadas. Las propiedades de desintegración de los inestables también se indican. Aún ese pequeño plano y el cuadro del apéndice 6 revelan interesantes regularidades que pueden ser confirmadas estudiando una parte mayor de la tabla periódica:

1. Los isótopos *estables* ocupan una banda ascendente a medida que subimos en la escala de Z. N/Z no es nunca menor que 1 para cualquier isótopo *estable* excepto el protón, por supuesto. N/Z aumenta lentamente hasta un valor de 1,6 como si los neutrones fueran un cemento que uniera los protones a pesar de la fuerza de Coulomb. Se requiere más y más cemento a medida que aumenta la carga del núcleo.

2. Un déficit de carga positiva (o un exceso de neutrones) conduce a una emisión de electrones negativos; y un exceso de carga positiva conduce a la emisión de positrones. El C^{14}, C^{11} y C^{10} muestran claramente este proceso.

3. La energía de ligadura promedio por partícula sube lentamente en el dominio de los núcleos livianos hasta un valor de cerca de 8 Mev por partícula. Permanece próxima a este valor para prácticamente todo el restante rango de masas atómicas.

4. Considerando pares tales como H^3, He^4; B^{11}, C^{12}; He^3 He^4; etc., podemos obtener la energía necesaria para arrancar un solo protón o neutrón de muchos núcleos. Los siguientes resultados son instructivos:

Núcleo	*Energía para quitar 1 protón*	*Energía para quitar 1 neutrón*
H^2	2,19 Mev	2,19 Mev
He^4	19,8	20,5
C^{12}	15,9	18,7

Nótese el tremendo aumento de la energía al pasar del H^2 al He^4. Esto refleja la estabilidad de la partícula alfa. También nótese la aproximada igualdad de las energías para arrancar un protón o un neutrón del He^4 y del C^{12}. A pesar que esta igualdad *no* es hallada en el caso de muchos otros núcleos livianos; su presencia en estos dos casos nos debería convencer de que la carga de la partícula arrancada no es un factor grande en la energética de núcleos *livianos*. Es evidente que las fuerzas nucleares específicas discutidas en las secciones anteriores son dominantes.

La gran estabilidad del He^4 llevó a creer a los primeros investigadores que la partícula alfa retiene parte de su individualidad dentro del núcleo. Esto condujo a investigaciones que buscaban un *sistema de los núcleos*, es decir, que buscaban capas cerradas mayores de protones y neutrones. Por un largo tiempo no se obtuvieron muchos resultados pero, en 1948, la señora Mayer publicó un trabajo donde comprobaba la estabilidad especializada de los siguientes números de protones y neutrones, llamados comúnmente números mágicos: 20, 50, 82, 126. Más recientemente, la señora Mayer ha completado la lista del siguiente modo: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 y además ha demostrado que los impulsos de spin y orbital de las partículas dentro del núcleo pueden ser tratados, en primera aproximación, por métodos análogos a los empleados en nuestra discusión de la estructura atómica, capítulo VII. Análogas conclusiones obtuvieron, independientemente, Haxel, Jensen y Suess.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 6, 38, 43, 77, 89.

PROBLEMAS

1. Se desea construir un ciclotrón que dé protones de un millón de voltios, que emerjan tangencialmente a una distancia de 15 cm. del centro. Hallar la frecuencia del oscilador y la intensidad del campo magnético necesarios, suponiendo que la diferencia de potencial entre las placas es de 10.000 voltios cuando los protones cruzan el espacio libre que queda entre ellas.

2. Completar las siguientes afirmaciones referentes a reacciones nucleares y escribir las ecuaciones de reacción:

a) Deuterio y deuterio dan .. ..
b) Nitrógeno y partícula alfa dan protón y .. ..
c) Partícula alfa y Be^9 dan neutrón y .. ..
d) Positrón y electrón dan .. ..
e) El neutrón se combina con el isótopo 107 de la plata para

formar un nuevo núcleo, a saber, ...
f) P^{31} y un neutrón dan una partícula alfa y .. ..
g) Na^{24} inestable emite un electrón, dando .. ..

3. Usar datos de la reacción Li^7 (p, α) He^4 para calcular la masa del Li^7.

4. Usar las masas del apéndice 6 para calcular la energía del rayo gamma emitido cuando un neutrón se combina con un protón.

5. Explicar los términos: partícula de H natural, ley de Geiger-Nuttall, barrera de potencial nuclear.

6. Explicar el modelo mecánico-ondulatorio de la emisión de partículas alfa. ¿Qué hechos demuestran que la mecánica clásica no puede explicar la emisión de partículas alfa?

7. Dibujar un diagrama de reacción para por lo menos seis reacciones que comprendan al Li^7 como núcleo compuesto. Determinar algunos valores de la energía cedida, usando las masas del apéndice 6.

8. Calcular el momento magnético del neutrón en ergios/oersted.

9. ¿A qué frecuencia resuena el protón en un campo magnético de 5.000 oersteds?

10. Aceptando la ecuación 26 para el momento, calcular la energía potencial no-electromagnética, en ergos, de un mesón positivo y uno negativo π, a una distancia de 10^{-12} cm y comparada con la energía potencial de un positrón y un electrón separados por la misma distancia. ¿Qué conclusiones se sacan de esta comparación?

11. Considerar los posibles números cuánticos de los protones y neutrones en los núcleos de Li^6 y Li^7 y los spins de estos núcleos. Comparar los resultados con los spins conocidos.

12. Un protón de energía 1 Mev incide sobre un átomo de Li^7, produciendo la reacción $Li^7 + p \rightarrow He^4 + He^4$. *a*) ¿Cuál es la energía cinética total de las dos partículas alfa al separarse? *b*) Si se transformara así un átomo-gramo de Li^7, ¿cuántos kilovatios-hora de energía se producirían?

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

1. 14,7 mc/seg; 9.540 gauss
4. $3{,}49 \times 10^{-6}$ ergios o 2,18 Mev
8. $9{,}47 \times 10^{-24}$ ergios oersted
9. 21,298 mc/seg
10. Para los mesones π, $-10{,}6 \times 10^{-9}$ ergios; para el positrón y el electrón, $-23{,}0 \times 10^{-8}$ ergios. La fuerza eléctrica predomina a una distancia de 10^{-12} cm
11. El spin del Li^6 es 1; el spin del Li^7 es 3/2.
12. *a*) 18,3 Mev; *b*) $4{,}9 \times 10^5$ kw-hora.

CAPíTULO XIII

APLICACIONES DE LA FÍSICA NUCLEAR

1. Prefacio

En la pág. 51, fig. 2-10 presentamos una curva que mostraba que la masa por nucleón es mayor para núcleos livianos y para núcleos pesados que para los de masa intermedia. La energía por nucleón obedece a la relación $E = mc^2$. Ya en 1920 se decía que podrían obtenerse grandes cantidades de energía si se tuvieran métodos eficientes para combinar núcleos livianos, o para dividir núcleos pesados. Se sabía que la radiactividad natural es una demostración de la relativa inestabilidad de ciertos elementos pesados. Además Atkinson, Houtermans y Eddington habían probado que la gran energía de las estrellas proviene de reacciones nucleares, mantenidas en su interior extremadamente caliente. A medida que transcurría el tiempo, se hacía evidente que el principal problema era comprender cómo podía producirse helio en las estrellas a expensas del hidrógeno. En las págs. 401 y 405 han sido descritas reacciones de este tipo. Cualquier dispositivo para obtener grandes cantidades de energía lleva en sí la posibilidad tanto de usos destructivos como constructivos. Nosotros preferiremos poner énfasis en los beneficios que la humanidad puede obtener con el aprovechamiento de la energía nuclear.

Los isótopos radiactivos y no-radiactivos han sido usados durante muchos años en una gran variedad de investigaciones físicas, químicas y biológicas. En la actualidad los isótopos se pueden obtener en cantidad y variedad. No es una utopía pensar que estas sustancias, creadas en los procesos del ciclotrón o del reactor nuclear, nos permitirán revelar los secretos de los núcleos, de las grandes moléculas y de las células vivas. El campo es ilimitado y las posibilidades, muy grandes.

2. Primeras investigaciones sobre la fisión

En 1934 Fermi y sus colaboradores investigaron la acción de los neutrones sobre el uranio y el torio. Esperaban que por absorción de neutrones se produjeran elementos transuránicos (con números atómicos mayores que 92). Los hechos observados eran complicados y los resultados, desconcertantes. En realidad habían producido elementos transuránicos pero algo más estaba ocurriendo.

A esto siguió un período en el cual pocos investigadores trabajaron en este campo. En general, no hicieron más que acumular problemas. Hahn y Meitner y sus colaboradores siguieron constantemente con el tema. En 1938 Hahn y Strassmann hallaron que bombardeando uranio con neutrones se obtenía un isótopo del bario ($Z = 56$). Esta era la clave. Frisch y Meitner sugirieron rápidamente que los núcleos muy pesados podían dividirse en dos fragmentos de tamaño aproximadamente igual a la mitad del original, que luego se separaban con gran energía cinética, del orden de 160 Mev para el par.

Numerosos investigadores establecieron muy pronto una

FIG. 13-1. Trazas en la cámara de niebla de dos fragmentos de fisión independientes. (Gentileza de C. C. y T. Lauritsen.)

gran variedad de tales reacciones. Los fragmentos energéticos podían ser fácilmente detectados en cámaras de ionización o en cámaras de niebla. La figura 13-1 muestra un proceso típico. La pared de una cámara de niebla se recubría con

un compuesto de uranio y todo el aparato se sometía a un haz de neutrones. Cuando un fragmento de fisión emerge dentro del gas, su compañero retrocede en la dirección opuesta y no aparece. El fragmento de fisión inicial es un núcleo pesado y altamente cargado. Puede capturar electrones mientras se mueve en el gas pero en promedio la carga es alta, de manera que la pérdida de energía por unidad de distancia es también grande. El gas en la cámara es argón mezclado con agua y vapores de alcohol, y las desviaciones de las trazas son principalmente trazas de protones emitidos en choques de cerca.

Los fragmentos son radiactivos; esto se establece fácilmente capturándolos sobre láminas o papel delgado colocado próximo a la fuente. Generalmente son las madres de cadenas radiactivas cortas; y van emitiendo rayos beta hasta que aparece una especie nuclear estable.

No sabemos quién supuso por primera vez que en la fisión se podían liberar neutrones adicionales, pero Fermi lo dijo claramente en enero de 1939 haciendo notar que *si se emitieran suficientes neutrones (en promedio) se podría producir una reacción en cadena en una cantidad suficientemente grande de uranio.*

3. Aspectos generales de la fisión

La fisión puede producirse en una variedad de núcleos, provocada por partículas energéticas y rayos gamma. La figura 2-10 indica la posibilidad de obtener energía en la división de todo núcleo de número atómico mayor que 40 en dos partes aproximadamente iguales. Pero debe proporcionarse al núcleo suficiente energía para sobrepasar la barrera de potencial. En el uranio, y presumiblemente en otros elementos, es posible la producción de tres o más fragmentos aunque tales casos son raros. Limitaremos la mayor parte de nuestra discusión a un número relativamente pequeño de importantes procesos de fisión inducidos por neutrones. El lector comprenderá la necesidad de esta limitación si decimos que ya en 1948 no menos de 57 isótopos de los elementos 90 a 96 habían sido públicamente descriptos. Y desde entonces otros han sido agregados así como isótopos de los elementos 97 a 100.

Efectos de neutrones rápidos y lentos. El bombardeo del uranio, protoactinio o torio con neutrones produce lo siguiente:

1. Producción de nuevos isótopos por captura de neutrones y emisión de rayos gamma.
2. Fisión.

Para cada isótopo bombardeado, la frecuencia relativa de estos efectos depende de la energía del neutrón. Algunos isótopos *, incluyendo el U 238, no se dividen bajo la acción de neutrones lentos. La fisión del uranio mediante neutrones lentos se debe al isótopo U 235, con posiblemente una pequeña contribución del U 234. Veremos las posibilidades cualitativas antes de considerar las secciones eficaces y la naturaleza de los productos.

La figura 13-2 muestra un grupo seleccionado de reacciones con captura de neutrones y procesos subsiguientes. Se

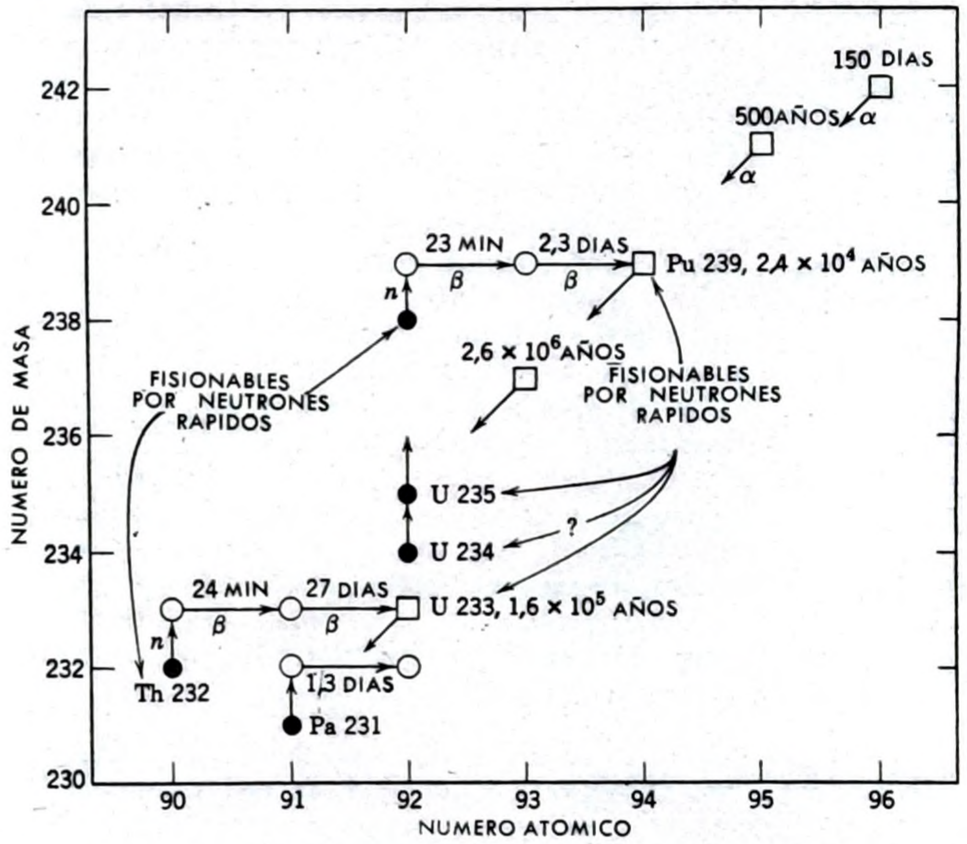


FIG. 13-2. Reacciones neutrónicas de algunos elementos pesados. Los isótopos disponibles en fuentes naturales están indicados con círculos llenos. El diagrama se lee como en el siguiente ejemplo: El U 238 (círculo negro) es el isótopo más abundante del uranio. Un neutrón adicional lo convierte en U 239 inestable (círculo blanco) que luego sufre dos desintegraciones beta de período 23 min y 2,3 días dando plutonio 239 (cuadrado blanco). La flecha diagonal agregada al cuadrado indica que el Pu 239 es naturalmente radiactivo.

* Como los símbolos isotópicos aparecen muy frecuentemente en este capítulo, indicaremos en forma alineada el peso atómico y el símbolo químico de los elementos pesados.

indican las energías de los neutrones necesarias para producir la fisión de algunos isótopos especialmente importantes. Muchos otros isótopos de los elementos pesados han sido producidos por bombardeo. Fundamentalmente las cadenas de sucesos indicadas son producidas por neutrones lentos o por aquellos cuyas energías están en el rango de resonancia (pág. 368). Los círculos negros identifican isótopos que aparecen en fuentes naturales. Todos son convertidos en emisores beta, por captura de neutrones, con la posible excepción del U 234, sobre el que tenemos muy poca información.

El U 238 es el isótopo más abundante. Se transforma en neptunio 239. Este fue el primer isótopo transuránico positivamente identificado por McMillan y Abelson en 1940. Pasa a plutonio 239, que es el isótopo producido en cantidad en reactores de uranio. Nótese el largo período de esta especie, 24.000 años, y nótese que puede ser fisionado por neutrones lentos. Cuando se desintegra por emisión alfa obtenemos U 235. Esta cadena de procesos produce una considerable cantidad de energía utilizando un neutrón y un átomo de U 238 para producir un átomo de helio y un átomo de U 235. El U 235 está presente en el uranio natural en la proporción del 0,7 por ciento. Por lo que sabemos hasta ahora, cuando el U 235 absorbe un neutrón siempre se produce fisión.

El torio 232 es un caso de considerable interés. Los neutrones relativamente lentos no lo fisionan pero puede absorber aquellos que están en un rango muy estrecho de velocidades. Las dos desintegraciones beta consiguientes producen U 233, un material de larga vida. El punto de interés es que U 233 puede ser fisionado por neutrones lentos, distintamente de su bisabuelo, Th 232.

Secciones eficaces. Es evidente que las energías umbral para la producción de fisión dependen de la naturaleza de la partícula bombardeante, ya que el uso de distintos proyectiles conduce a la producción de diferentes núcleos compuestos. Por ejemplo, tenemos los siguientes datos:

Reacción	*Umbral*	*Autor*
Rayos gamma sobre el Th 232	6,2 Mev	*Koch*
Neutrones sobre el Th 232	1,1 Mev	Haxby, Shoupp, Stephens, Wells y Goldhaber

Mencionamos este punto debido a los grandes flujos de rayos gamma y partículas rápidas en reactores. En general, las energías de los rayos gamma no son suficientes para producir fotofisión, y las grandes cargas de los fragmentos de fisión les impiden producir nuevas fisiones; en consecuencia nos po-

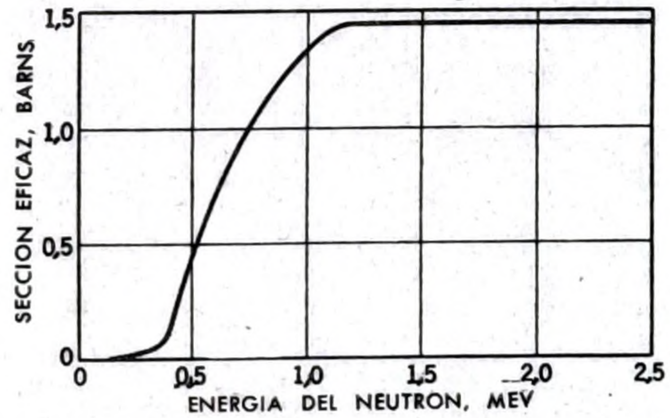


FIG. 13-3. Sección eficaz del neptunio 237 para fisión por neutrones. [Basado en los datos de Klema, *Phys. Rev.*, 72, 88 (1947).]

demos concentrar en la fisión por neutrones. La figura 13-3 muestra el rendimiento de fisión para el neptunio 237. Los resultados para uranio natural y para torio son análogos. Sobre un amplio rango de altas energías, la sección eficaz es suficientemente constante como para justificar hablar de una sección eficaz definida para neutrones rápidos. El cuadro 13-1 resume la situación. Nótese *la sección eficaz muy grande, 420 barns, del U 235 para neutrones termales.* Este valor, medido por Nier, Booth, Dunning y Grosse en 1940, nos per-

CUADRO 13-1. UMBRALES Y SECCIONES EFICACES PARA FISIÓN POR NEUTRONES

Isótopo	*Umbral (Mev)*	*Neutrones lentos*	*Neutrones rápidos*
Pa 231	1	——	
Th 232	1,1	Baja	0,1 a 2,4 Mev
U 235	0	420 (térmicos)	Varía como 1/v
U 238	0,35	——	0,5 a 2,4 Mev

mite comprender, aproximadamente, la potencia del U 235 como explosivo. La sección eficaz de fisión del U 235 obedece a la ley $1/v$ (pág. 369).

La situación para el U 238 es totalmente distinta. El U 238 tiene niveles de resonancia de neutrones hasta los 5 voltios. Sus posiciones exactas no nos interesan aquí de manera que hablaremos de un solo nivel de resonancia. Dicho nivel contribuye a la eficiencia de la captura indicada en la fig. 13-2 llevando eventualmente a la producción de Pu 239. Este proceso usa neutrones que de otro modo fisionarían al uranio, de manera que la captura por resonancia del U 238 es un factor fundamental en el diseño de un reactor.

Neutrones de fisión. 1. *Componente inmediata.* Aproximadamente el 99 % de los neutrones liberados por el proceso de fisión son emitidos muy rápidamente, probablemente dentro de 10^{-12} seg después de la separación de los fragmentos. Las experiencias de Wilson sobre la distribución de estos neutrones en el espacio, indican que son simplemente evaporados de los fragmentos móviles altamente excitados. Por supuesto, estos neutrones inmediatos tienen una componente de velocidad hacia adelante, en promedio. El lector puede visualizar esto hallando las velocidades resultantes de los fragmentos de un proyectil móvil de forma esférica que explota, en relación con un observador que está en la tierra.

2. *Número de neutrones por fisión.* Este número fue medido para el uranio natural, expuesto a neutrones *lentos*, por varios grupos de observadores justo antes de la segunda guerra. Los resultados diferían entre sí porque los métodos entonces disponibles tenían muchas dificultades.

★ Vamos a esquematizar sólo una experiencia, efectuada por Zinn y Szilard, que dio los resultados siguientes:

1,4 neutrones producidos por neutrón termal absorbido.
2,3 neutrones producidos por fisión.

La diferencia entre estos resultados resulta explicable aproximadamente. Las fisiones producidas eran debidas al U 235, presente en la proporción del 0,7 por ciento. Los procesos laterales de cualquier tipo apartan los neutrones de la fisión. En particular, el U 238 puede absorber neutrones cuyas velocidades estén en el rango de resonancia. El aparato se muestra en la fig. 13-4. Los neutrones provenientes de una fuente adecuada son moderados por un gran cuerpo de parafina circundante; luego inciden sobre el óxido de uranio. El detector es una cámara de ionización que contiene helio o hidrógeno, rodeada por cadmio para protegerla de los neutro-

nes lentos; mediante este dispositivo la cámara detecta únicamente neutrones *rápidos* producidos por fisión en el U_3O_8; estos neutrones dan origen a rápidos retrocesos de los átomos de helio o hidrógeno. También se proveen, aunque no están indicadas, pantallas de cadmio rodeando el óxido de uranio,

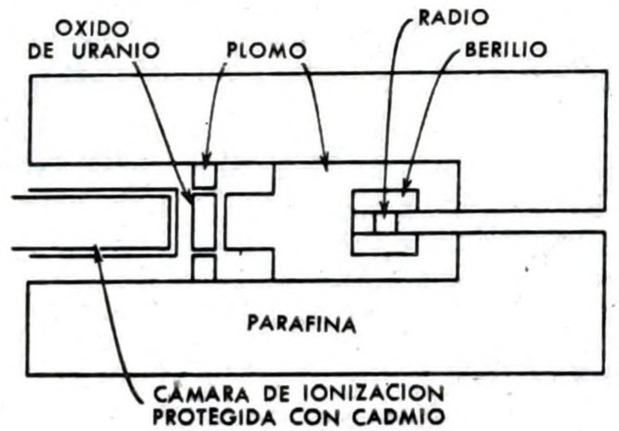


FIG. 13-4. Aparato de Zinn y Szilard, para hallar el número de neutrones producidos en la fisión del U 238. El radio produce fotoneutrones en el berilio. Moderados por la parafina, dichos neutrones producen fisión en el óxido de uranio. El plomo absorbe gran parte de la radiación gamma. La cámara de ionización, aislada de los neutrones lentos por hojas de cadmio, registra sustancialmente los neutrones rápidos producidos por fisión.

de manera de poder hallar correcciones por efectos laterales. Después de hacer la corrección se halla que 45 pulsos por min en la cámara de ionización son debidos a los neutrones rápidos. Ahora hay que determinar dos cosas:

Número de neutrones rápidos producidos por el óxido.
Número de fisiones.

Respecto de la primera cantidad es necesario calcular qué fracción de los neutrones de fisión inciden en la cámara de ionización y luego, qué fracción de los mismos origina pulsos en el rango de alturas seleccionado para contar. La última fracción depende de la sección eficaz de choque del helio (o hidrógeno) para neutrones rápidos. Para determinar la segunda cantidad se hizo una experiencia aparte. El óxido fue eliminado y se preparó una segunda cámara de ionización revestida con una espesa capa de óxido de uranio. Al exponer esta cámara en la misma posición que la primera se observaban 45 fisiones por min. El alcance de los fragmentos de fisión en la espesa capa es conocido, de manera que esta segunda experiencia permitió a los autores decir cuántas fisiones eran producidas por la fuente de neutrones en un volumen

conocido de óxido. De ese modo se podía hallar por proporción el número producido en todo el volumen de óxido.

El número de neutrones por fisión es, por supuesto, un promedio sobre todos los distintos tipos de fisión que se producen. Mencionaremos los recientes valores desclasificados,

U 235	2,5 neutrones/fisión
Pu 239	3 neutrones/fisión

3. *Energía de los neutrones inmediatos.* Usando un aparato muy similar al de la fig. 13-4, Zinn y Szilard estudiaron la distribución de energía de los átomos de retroceso en la cámara de ionización y llegaron a un parcial conocimiento de la distribución de energía de los neutrones de fisión rápidos. La curva de distribución desciende rápidamente cuando la energía aumenta de 1 a 3,5 Mev. La energía promedio es de unos 2 Mev.

4. *Neutrones retardados.* Roberts, Meyer y Wang hicieron el importante descubrimiento de que el uranio irradiado con neutrones, continúa emitiendo neutrones durante un breve período después de la exposición. Estos neutrones provienen de la desintegración de algunos productos de fisión que pueden emitir neutrones espontáneamente después de un tiempo apreciable. Para usos de laboratorio, así como medicinales, sería muy agradable tener una variedad de fuentes de larga vida, cada una de las cuales diera neutrones de energía definida; pero el estudio de las relaciones de energía involucradas en la desintegración de núcleos excitados indica que la realización de tales fuentes es improbable. El tiempo de desintegración promedio de los neutrones retardados del U 235 es de unos 12 seg. La curva de actividad ha sido separada por Hughes, Dabbs, Cahn y Hall en varias componentes, en el Argonne National Laboratory, indicando la probable presencia de cinco períodos que van de 0,05 a 55 seg. El interés práctico de este fenómeno reside en el hecho de que los neutrones retardados son un medio para controlar la actividad de un reactor (pág. 446).

Fragmentos de fisión. El proceso de fisión se produce de muchos modos dando origen a fragmentos distribuidos sobre un rango de números de masa, desde 72 hasta 158. La fisión simétrica del U 235, que llevaría a dos núcleos con masas iguales a 117 y un número atómico igual a 46, es decididamente rara. Esta situación nos conduce a definir el *rendimiento de fisión* que es la fracción de todas las fisiones que provocan la producción de un par dado de masas. El rendi-

miento de fisión, expresado en por ciento, se indica en la fig. 13-5, referente a la fisión del U 235 por neutrones termales. Por ejemplo, si este isótopo da fragmentos con masas 94 y 140 (después de emitir dos neutrones), hallamos que la frecuencia relativa de este proceso es aproximadamente del 5 %, mirando las ordenadas ya sea de la masa 94 ó 140.

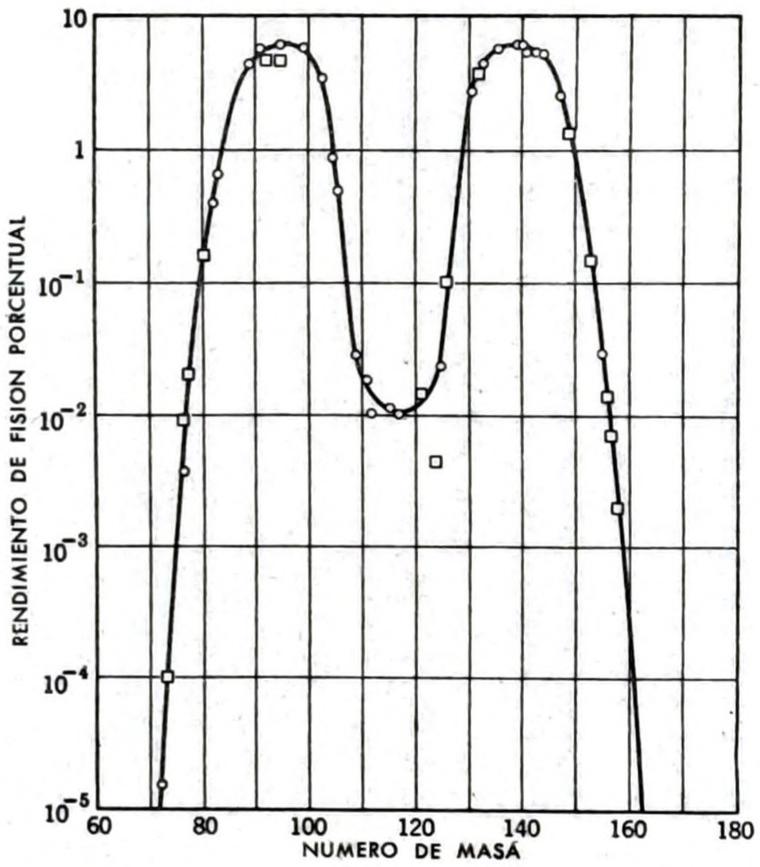


FIG. 13-5. Rendimientos de los productos de fisión. (Basado en el Informe del Proyecto Plutonio.) Estos datos son para uranio 235 bombardeado con neutrones lentos. La curva para el plutonio 239 es similar.

Desintegración de los productos de fisión. A medida que vamos de elementos livianos a pesados en la tabla periódica, el valor promedio de la relación de neutrones a protones aumenta lentamente para isótopos estables. En consecuencia, cuando un isótopo muy pesado sufre fisión, uno o ambos de los fragmentos se caracterizará por un valor de este cociente superior al normal. Si los dos fragmentos de fisión son Sr 94 y Xe 140, entonces con ayuda de la tabla de isótopos de Seaborg

(pág. 554) hallamos que no son estables. Podemos anotar las sucesivas emisiones de rayos beta e identificar los productos finales:

Emisores con masa 94	*Emisores con masa 140*
Sr 2 min	Xe 16 seg
Y 20 min	Cs 40 seg
Zr estable	Ba 12,5 días
	La 40 horas
	Ce estable

Energía cedida en la fisión. Mediante mediciones directas de calor y otros métodos la energía promedio cedida en la fisión se reparte como sigue:

	Mev
Energía cinética de los fragmentos	159
Energía cinética de los neutrones	7
Rayos beta de los productos de fisión	11
Rayos gamma de los productos de fisión	23
Total	200

Vemos cómo una fracción importante de la energía es producida por procesos radiactivos retardados. Se puede comprobar la energía total haciendo un adecuado promedio de cálculos como el siguiente, que se refiere a un modo de fisión que produce zirconio estable y praseodimio.

Masas de los reactantes		*Masas de los productos*	
U 235	235,124	Zr 92	91,942
1 neutrón	1,009	Pr 141	140,959
		3 neutrones	3,027
	236,133		235,928

La diferencia, 0,205 unidades de masa, corresponde a una energía cedida de 190 Mev.

Meitner y Frisch sugirieron que se puede obtener una teoría bastante consistente de la fisión usando un esquema muy simple del núcleo ideado por Bohr, en el cual el núcleo se trata como una gotita de líquido.

★ Este modelo se basa en la idea de que las fuerzas de corto alcance entre nucleones dan origen a una energía $-\alpha A$ proporcional al número A de partículas en el núcleo. Con N y Z indicaremos los números de neutrones y protones. En la superficie, el medio que rodea a una partícula nuclear típica es diferente del de una partícula en el interior. Por ello, hay un término positivo en la energía, $\gamma A^{2/3}$, proporcional al área. Este término es análogo a la energía superficial de una gotita líquida. Además tenemos que insertar un término positivo $^3/_5(\epsilon^2/a)Z^2A^{-1/3}$ que es una aproximación razonable a la energía eléctrica, siendo a igual aproximadamente a $2{,}8 \times 10^{-13}$ cm. Se introduce un término de corrección $\beta (N-Z)^2/A$ que tiene en cuenta la *disminución* de energía de ligadura que se produce cuando N y Z no son iguales. Finalmente, si M_p y M_n son las masas de un protón y de un neutrón, respectivamente, tenemos: Masa del núcleo = Masa de sus constituyentes separados —Energía perdida cuando se agrupan, o sea,

$$M=(ZM_p+NM_n)-[\alpha A-\gamma A^{2/3}-\tfrac{3}{5}(e^2/a)Z^2A^{-1/3}-\beta(N-Z)^2/A] \quad (1)$$

Según fue desarrollada por Bohr y Wheeler, la ecuación permite calcular la energía de un núcleo pesado. También podemos escribir la suma de las energías de fragmentos cualesquiera que queramos considerar. Supongamos que la segunda energía es mayor que la primera. Entonces no se puede producir fisión espontánea en estos fragmentos. Explorando todos los posibles pares de fragmentos podremos decir si se puede producir *de algún modo* fisión espontánea. Podemos repetir el cálculo para un núcleo compuesto obtenido agregando un

CUADRO 13-2. UMBRALES DE FISIÓN POR NEUTRONES EN MILLONES DE ELECTRÓN-VOLTIOS

Isótopo	*Umbral calculado*	*Umbral observado*
Th 230	1,2	?
Th 232	1,7	1,1
Pa 231	0,1	Cerca de 1
U 233	−1,7	Se produce fisión lenta
U 234	−0,4	?
U 235	−1,1	Se produce fisión lenta
U 238	0,7	0,35
Np 239	0,0	Cerca de 8
Pu 239	−1,9	Se produce fisión lenta

neutrón lento a un isótopo de uranio determinando si puede fisionarse. Si no puede hacerlo, la energía cinética que un neutrón rápido debe poseer para producir fisión, es evidentemente:

Suma de las energías internas de los productos de fisión menos

Energía del núcleo compuesto formado por la adición de un neutrón en reposo

En el cuadro 13-2 se muestran valores aproximados de los umbrales de fisión calculados en 1940 por el doctor Katharine Way. La correspondencia con la experiencia, por lo que se sabe en la actualidad, es asombrosa excepto para el Np 239. La fisión lenta del U 235 y del Pu 239 y la existencia de umbrales para el Th 232 y el U 238, son predichas correctamente.

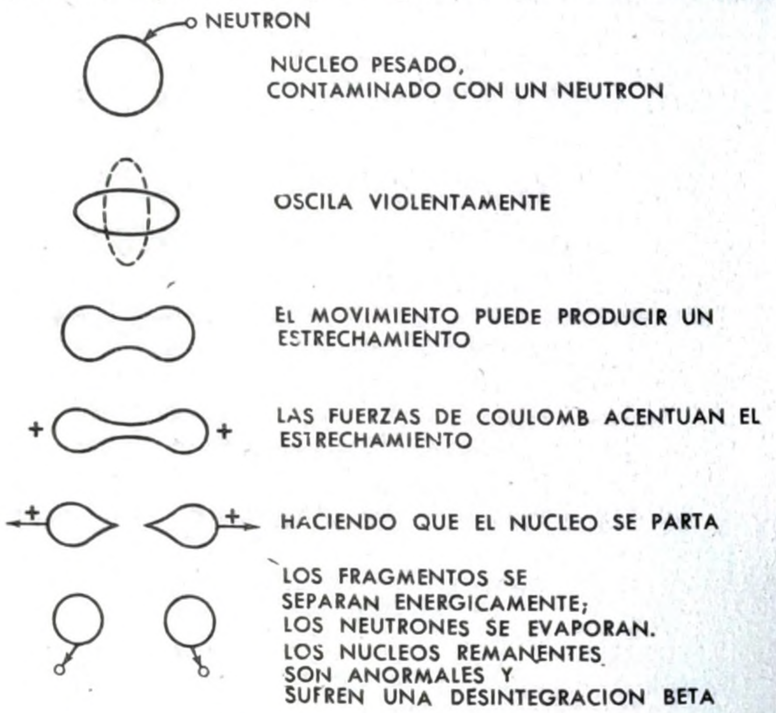


FIG. 13-6. Fisión de un núcleo pesado por un neutrón rápido.

La figura 13-6 muestra la sucesión de hechos basada en el modelo de la gota líquida. Un neutrón rápido pone el núcleo en oscilación. Si éste toma una forma análoga a la indicada, las fuerzas de Coulomb entre ambas partes conspira con las fuerzas atractivas reducidas en la pequeña sección central para producir un mayor estrechamiento y finalmente la ruptura, algo parecido a lo que sucede en la división de una célula viva; de ahí el nombre de fisión, tomado de la nomenclatura biológica.

4. Utilización en gran escala de la fisión

Los dispositivos de separación de isótopos y los reactores producen importantes materiales nuevos y hacen factibles investigaciones anteriormente imposibles. Por ello es lógico que dediquemos una sección a los desarrollos en gran escala ocurridos desde 1939.

En 1940 los físicos americanos decidieron voluntariamente suprimir toda publicación sobre fisión. La cortina fue en parte levantada por la publicación del informe Smyth en los últimos días de la Segunda Guerra. Este informe, y los informes periódicos de la Atomic Energy Commission, forman la historia de cada descubrimiento importante. Si se desea una reseña exacta de los progresos científicos, el libro de Lapp y Andrews (apéndice 9, ref. 61) es útil.

El impulso que condujo a un trabajo en gran escala con la energía nuclear provino principalmente de un pequeño grupo de físicos: Szilard, Wigner, Teller, Weisskopf y Fermi. Ya en 1939 el profesor G. B. Pegram tomó contacto con la Marina de Estados Unidos. Poco después Einstein y Alexander Sachs presentaron el proyecto al presidente Roosevelt. Se formó un Comité del Uranio encabezado por el doctor L. J. Briggs del Bureau of Standards. Después de ello el control pasó sucesivamente al Comité de Investigación sobre Defensa Nacional, a la Oficina de Investigación Científica y Desarrollo y al Distrito Manhattan (agencia del Cuerpo de Ingenieros del Ejército). Finalmente, en enero de 1947, el Congreso formó la Comisión de Energía Atómica con amplios poderes para investigación, desarrollo, operación y control.

Período exploratorio. El trabajo realizado en 1940-1941 fue dedicado principalmente a determinar las posibilidades de varios métodos para obtener grandes cantidades de material fisionable y producir una reacción explosiva. El problema fue dividido en dos categorías fundamentales:

1. Separación del U 235 del uranio natural:
   - *a*) Por difusión térmica, usando compuestos gaseosos de uranio.
   - *b*) Por difusión térmica, usando compuestos líquidos de uranio.
   - *c*) Por centrifugación.
   - *d*) Por separadores electromagnéticos-espectrógrafos de masa gigantes.
2. Producción de plutonio en grandes masas de uranio natural.

Era evidente desde el principio que la masa de U 235 necesaria para producir una reacción en cadena rápida variaba entre 1 y 100 kg. No se podía hacer ninguna estimación razonable para el Pu 239, y no era claro si se podía hacer que funcionara un reactor que utilizara únicamente uranio natural.

Proceso y desarrollo en planta. Para aumentar la probabilidad de éxito todos los métodos antes mencionados fueron llevados a cabo en 1942 y en años posteriores. Resultó que todos podían dar cantidades significativas de material fisionable pero diferían respecto del costo y dificultad de operación. Para la separación del U 235, la difusión del hexafluoruro de uranio resultó ser la más económica. Este hexafluoruro era conocido hacía años. Las grandes plantas de difusión gaseosa de Oak Ridge han sido mejoradas y ampliadas desde 1945. Por un tiempo la planta de separación electromagnética, llamada Y-12, en Oak Ridge, operó en gran escala. Una parte de su equipo se usa ahora para separar isótopos estables. Los isótopos de varias docenas de elementos han sido concentrados en cantidades suficientes para propósitos de investigaciones y necesidades industriales.

En diciembre de 1942 fue realizada por primera vez una reacción nuclear automantenida en una pila de uranio-grafito en la Universidad de Chicago. Este éxito inicial llevó a la construcción del reactor piloto en Oak Ridge y los reactores de producción en Hanford en el estado de Washington. Existen otros grandes reactores en Harwell, Inglaterra, y en Chalk River, Ontario. También están funcionando muchos otros más pequeños. Véase la Sección 6.

5. Cómo trabaja una pila

★ **Reacciones en cadena.** Supongamos tener un medio formado solamente por núcleos de U 235 en una caja hipotética de la cual no pueden escapar neutrones; y supongamos que V, el número de neutrones producido en cada fisión, sea exactamente 2. Introduzcamos un neutrón al tiempo cero para encender el "fuego". Por simplicidad, supondremos que cada neutrón se mueve con velocidad constante v durante un pequeño tiempo uniforme T antes de producir una fisión. Entonces podemos hablar de un libre camino medio de absorción L_a que está dado por

$$L_a = vT \qquad (2)$$

★ Después de un tiempo T el neutrón original es absorbido produciendo fisión y entonces tenemos 2; después de un tiempo T estos 2 son absorbidos produciendo fisión y tenemos 4. Después de m procesos de este tipo, la población de neutrones es 2^m. Tl tiempo $t = mT$, la población es

$$2^{t/T}$$

Como T puede ser del orden de 10^{-5} seg, este proceso conduce a la reacción explosiva de toda la masa comprobada únicamente por dispersión del material a medida que estalla, si no hacemos nada por impedirlo.

★ **Control.** Introduciendo un medio absorbente inerte, tal como cadmio, al tiempo t, podemos controlar la reacción. En efecto, remplazamos el factor de reproducción 2 por otro número W, menor que 1. Éste es el número de neutrones producidos en una fisión que producen otra fisión, en promedio. Indiquemos con V el número real de neutrones adicionales producidos en cada fisión sin tener en cuenta su destino. De ellos, un número W es utilizado para producir más fisiones. Los neutrones restantes, $V—W$ son capturados por el absorbente. De este modo la reacción decae; al tiempo t' el número será

$$2^{t/T}W^{(t'-t)/T}$$

★ En un caso más real se hace mover una barra de control de cadmio hacia adelante y hacia atrás, en respuesta a los comandos de un contador que indica el porcentaje de fisiones. De este modo el nivel de potencia puede hacerse fluctuar ligeramente en la proximidad de cualquier valor deseado.

★ El valor de T es muy pequeño; aun para un neutrón termal, con una velocidad de 2.200 m/seg, el tiempo requerido para la absorción es breve, por ejemplo, de unos 10^{-2} seg en carbón. El tiempo de respuesta de las barras de control debería ser considerablemente más corto que T. En realidad el control de pilas sería difícil y aun imposible si no se hubiera visto facilitado por una circunstancia que hasta ahora no hemos tenido en cuenta, a saber, la producción de neutrones retardados (pág. 440). Es posible disponer las cosas de manera que los neutrones inmediatos *solos* no puedan producir una reacción en cadena creciente, mientras el *número total* disponible (en ausencia de cualquier dispositivo de control) excede el número crítico necesario para asegurar la operación en cadena. El tiempo promedio necesario para emitir un neutrón retardado es de unos 12 seg. Es entonces evidente que los productos

de fisión, obtenidos en un proceso particular, no contribuirán a la población de neutrones mientras no haya transcurrido un tiempo de ese orden. En consecuencia, el efecto total de retirar una barra de control no se siente durante varios segundos. Así se crea la posibilidad de manejar grandes dispositivos de control. Esta posibilidad es muy deseable pues no se deben cometer errores. Un reactor de neutrones lentos no es como una bomba atómica cuya acción depende de la utilización efectiva de los neutrones rápidos para producir la reacción en cadena con extremada velocidad. Sin embargo un reactor fuera de control rápidamente se destruiría a sí mismo.

★ Un reactor que opera bajo un control del tipo descrito se dice que está en condición de criticidad inmediata pero encima de la condición de criticidad retardada. Sin volver a considerar las complicaciones debidas a los neutrones retardados vamos a proseguir el argumento que nos llevará a un diseño, en líneas muy amplias, de un reactor.

★ **Diseño de una pila esférica.** Supongamos tener una mezcla homogénea de U 235 y grafito especialmente purificado como moderador, o medio frenador de neutrones. La ventaja de un moderador se ve fácilmente considerando el aumento de la sección eficaz de fisión del U 235 a medida que disminuye la velocidad del neutrón. (Ver pág. 369 y cuadro 13-1). Los neutrones de fisión son creados con una energía del orden de 2 Mev, y es menester frenarlos tan rápidamente como sea posible usándolos para fisión en vez de permitirles escapar de la superficie del reactor. Debe pagarse un precio por esta ventaja. Todos los isótopos estables absorben neutrones. El grafito tiene una sección eficaz de absorción baja —por ello se elige grafito como moderador— pero la absorción dista de ser despreciable.

★ Nuestro problema es hallar el tamaño de la pila necesario para permitir la realización de la reacción en cadena. Este tamaño depende del porcentaje de U 235 en la mezcla. Cuanto más rica sea la mezcla, menor será la pila. Es fácil ver por qué se requiere un cierto tamaño mínimo. Cuando menor sea la esfera, mayor será la relación de su superficie a su volumen $3/r$ y mayor la pérdida de neutrones por escape. En la práctica se agregan reflectores para hacer que algunos de ellos vuelvan, pero no consideraremos esta complicación.

★ 1. Aunque el material es homogéneo, la distribución de los neutrones que se difunden no lo es. Debido a que algunos neutrones se escapan, el número por centímetro cúbico cae a un valor bajo dentro de la pila cerca en superficie. Es aproximadamente correcto suponer que el valor en superficie de la

concentración de neutrones es nulo, como en la fig. 13-7*b*. Por supuesto, el valor real es finito, porque, si no la fuese, no habría flujo hacia afuera; pero es pequeño comparado con la concentración central cuando el tamaño es suficiente para asegurar una reacción en cadena.

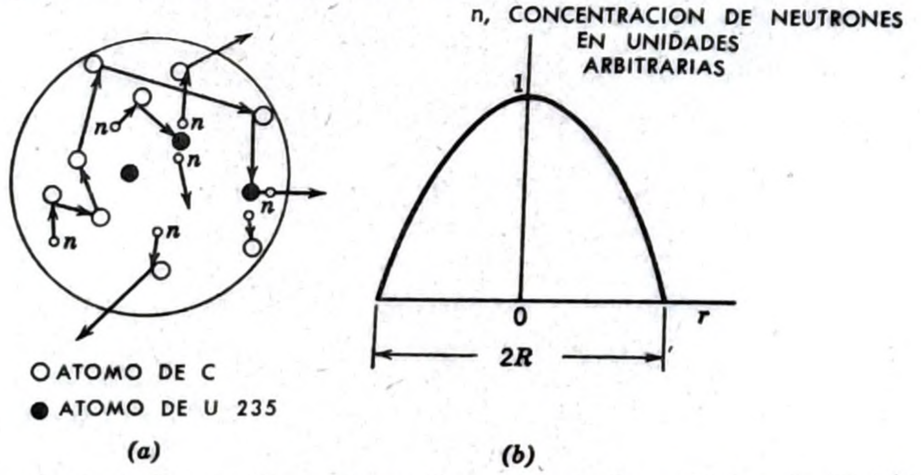


FIG. 13-7. *a)* Dispersión y absorción en una pila esférica de U 235. *b)* Dependencia de la concentración de neutrones respecto de la distancia al centro en una pila esférica.

★ 2. Ahora debemos considerar la difusión de neutrones. Es más complicada que la difusión de un gas estable porque aquellos son absorbidos mientras se dispersan. La dispersión ayuda tremendamente a conservar la población de neutrones como puede verse en la fig. 13-7*a*. Hace volver muchos neutrones al punto en que se habían originado. A pesar que otros se dispersan facilitando el escape, el efecto neto es muy beneficioso. El cálculo demuestra que la cantidad importante en un dispersor absorbente es un libre camino L llamado *longitud de difusión*, definido del siguiente modo: si los neutrones se difundieran desde una fuente plana extensa, el número a una distancia x de la fuente sería proporcional a $e^{-x/L}$. La fórmula para L resulta

$$L^2 = L_t L_a/3 \qquad (3)$$

L_t es la distancia promedio que un neutrón recorre paralelamente a su dirección original, por choque con un núcleo que lo dispersa. L_a es la distancia promedio que recorre antes de ser absorbido.

★ Los siguientes datos para neutrones termales en carbón nos permiten apreciar la gran importancia de la dispersión:

$$L_t = 1{,}8 \text{ cm} \qquad L_a = 1950 \text{ cm} \qquad L = 35 \text{ cm}$$

★ 3. Vamos a definir ahora el *factor de reproducción K*. Se define como el número de neutrones creados, dividido por el número total absorbido tanto en el U 235 como en el grafito. Podemos referir estos números a la unidad de tiempo y a 1 cm³ de material. El *número creado* puede escribirse de dos modos. Primero es

$K \times$ (Número absorbido en el U 235 y en el grafito)

y en segundo lugar es

$V \times$ (Número absorbido en el U 235)

ya que V fue definido como el número de neutrones nuevos creados en un proceso de fisión. Pero con la pila operando en forma estacionaria, el número total absorbido es proporcional $N_uS_u + N_cS_c$ donde N_u y N_c son las concentraciones de U 235 y carbón en átomos por cm³; siendo las S las secciones eficaces de absorción de estos materiales. S_u es, por supuesto, la sección eficaz de fisión para el U 235. Finalmente,

$$K(N_uS_u + N_cS_c) = VN_uS_u$$

o

$$K = \frac{V}{1 + (N_cS_c/N_uS_u)} \tag{4}$$

★ 4. Un estudio de la ecuación que gobierna la difusión de neutrones prueba que la concentración de neutrones en *equilibrio* n es la masa esférica es de la forma

$$n = \frac{A}{r}\operatorname{sen}\left[\frac{(K-1)^{1/2}}{L}r\right] \tag{5}$$

La cantidad A es una constante arbitraria porque en este problema simplificado se puede elegir cualquier nivel de potencia usando el número correcto de neutrones al principio. Deseamos hacer $n = 0$ en la superficie, como explicamos al comienzo. Además es evidente que la concentración debe disminuir lentamente desde el centro a la periferia, como se muestra en la fig. 13-7*b*. Como sen $\pi = 0$, podemos satisfacer ambas condiciones eligiendo un adecuado valor del radio R del reactor, tal como

$$(K-1)^{1/2}R/L = \pi \qquad R = \pi L/(K-1)^{1/2} \tag{6}$$

★ Para una mezcla de U 235 y grafito dada, se calculan L y K, y entonces la ecuación 6 da el radio necesario, teóricamente, para una operación estacionaria sin aumento o disminución de actividad. (En la realidad, hay fluctuaciones.)

Agregando uranio, o aumentando el tamaño, obtenemos un diseño "supercrítico", que puede proveerse de dispositivos de control que fijen el flujo de neutrones o nivel de potencia deseado, sobre un considerable rango de valores.

★ 5. Indicaremos ahora algunas de las características de una serie de diseños. Es posible elegir la concentración del U 235 de manera que se necesite una cantidad mínima. No es difícil ver la razón por la que existe un óptimo. El costo del material es tan alto que resulta importante economizar. Si disminuimos suficientemente N_u se perderá un gran porcentaje de los neutrones en el grafito. Entonces el tamaño crítico es grande y resulta que a pesar de la baja concentración de uranio, el uranio total requerido es mayor de lo que sería para un valor más alto de N_u. Si, por otra parte, aumentamos suficientemente N_u obtenemos un gran porcentaje de utilización en el uranio y el tamaño crítico resulta pequeño; pero entonces la relación de superficie a volumen es alta y la pérdida aumenta. Se comprueba que la cantidad de U 235 es aproximadamente mínima si hacemos

$$N_cS_c/N_uS_u = \tfrac{1}{8} \tag{7}$$

Entonces $\qquad K = \dfrac{2}{1 + (1/8)} \qquad K - 1 = \dfrac{7}{9}$

Un cálculo algo más refinado para neutrones de todas las velocidades da como resultado

$$L^2 = 280 \text{ cm}^2 \qquad L = 17 \text{ cm}$$

Entonces el radio crítico es

$$R = \frac{17\pi}{(7/9)^{1/2}} = 60 \text{ cm}$$

Colocando valores conocidos en la ecuación 7 hallamos N_u y concluimos en que la cantidad de U 235 en esta pila de "mínimo uranio" sería del orden de 10 libras.

★ 6. *Envenenamiento.* A medida que la pila trabaja se acumulan productos de fisión disminuyendo la actividad y diluyendo el contenido de uranio. Este efecto de "envenenamiento" puede ser equilibrado mediante la adición de uranio extra para extender la duración de una operación. Eventualmente los productos de fisión disminuyen de tal modo la eficiencia de la pila que es necesario reacondicionarla químicamente para eliminarlos.

★ Fue necesario resolver un complejo problema para llegar al éxito con la primera pila que usó uranio natural. La dificultad está en que, la captura por resonancia de neutrones por el U 238, interfiere con su uso para fisión por el U 235. La solución reside en aislar el uranio en envolturas de alumi-

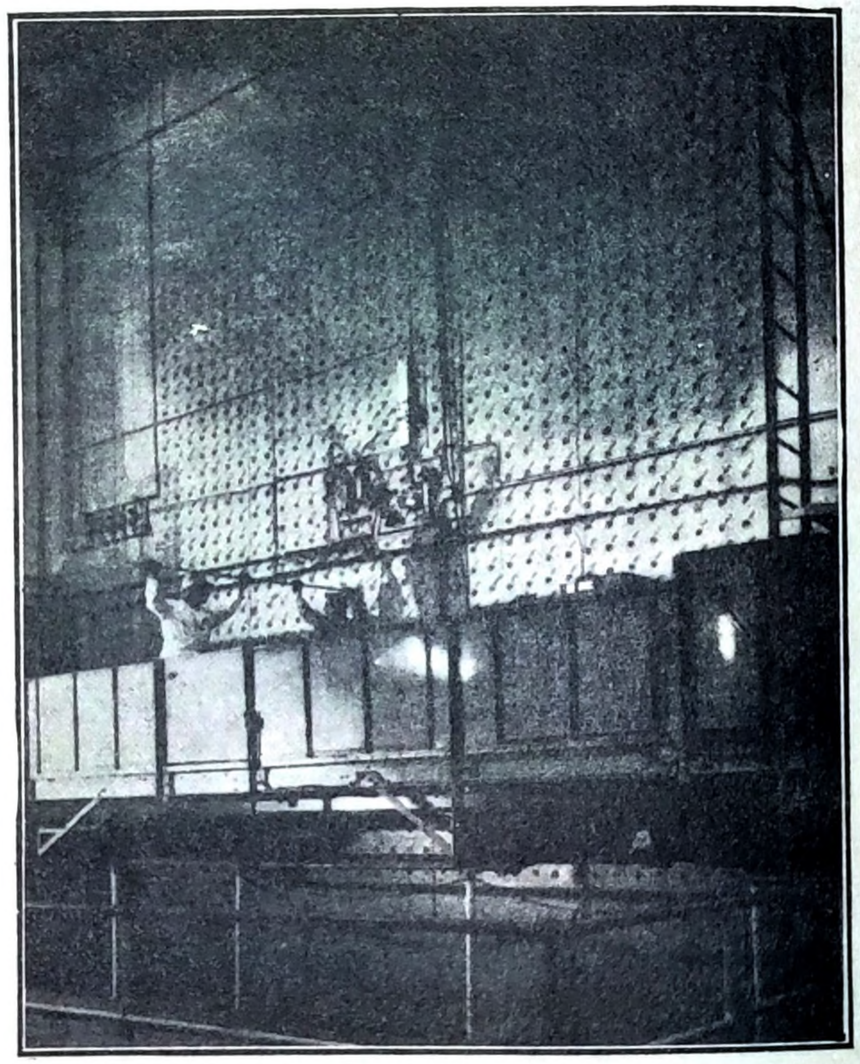


FIG. 13-8. La pila de grafito Clinton X-10 construida en 1943 en Oak Ridge. La cara de carga se muestra en la figura. Los tubos numerados atraviesan la pila. Contienen cartuchos de uranio que son empujados y caen en el agua cuando llega el momento de descartarlos. (Gentileza del Oak Ridge National Laboratory y Carbide and Carbón Chemicals Company.)

nio. Dichas envolturas se disponen en un "reticulado" a distancias tales que un neutrón que sale de una envoltura es generalmente frenado por debajo de la energía de resonancia

antes de entrar en otra. Se dan descripciones más detalladas en un libro escrito por miembros de la Facultad de física de la Universidad de Pennsylvania y en el informe Smyth (apéndice 9 ref. 93 y 97).

6. Desarrollos recientes en reactores

Tipos de reactores. Se pueden crear reactores especializados para servir una variedad de propósitos. Cuando una estructura excede el tamaño crítico se produce un exceso de neutrones. Dentro de ciertos límites hay opción para utilizar estos neutrones. Podemos estar interesados en alguna de las siguientes características, o bien en adecuadas combinaciones de las mismas:

1. Producción eficiente de potencia.
2. Producción de alta potencia por unidad de volumen, como sería necesario para comandar un vehículo marítimo.
3. Experimentación conveniente con haces de neutrones.
4. Producción de materiales radiactivos.
5. Enriquecimiento de los isótopos estables más pesados de un elemento haciendo que los neutrones se unan a sus isótopos más livianos. (Recuérdese, sin embargo, que los más pesados también absorberán neutrones y que de ese modo, se destruirán a sí mismos, de manera que el éxito de esta medida dependerá de las magnitudes de las secciones eficaces de absorción involucradas.)
6. Reproducción. En la pág. 436 hemos visto que el U 233, que sufre fisión bajo el bombardeo con neutrones lentos, puede producirse a partir del Th 232. Sucede que el torio está presente en la corteza terrestre en la proporción de cerca de 12 partes por millón; es aproximadamente tres veces tan abundante como el uranio. Por supuesto, lo que importa verdaderamente es la disponibilidad relativa de fuentes "trabajables" de mineral. Es evidentemente importante saber si el suministro de combustible para instalaciones de potencia atómica se puede aumentar en un factor considerable usando la cadena del U 233. De igual modo sería posible operar una pila de uranio natural de manera que obtuviéramos más átomos de Pu 239 perdiendo menos átomos de U 235, mientras se produce aún alguna potencia. Un objetivo ideal sería la conversión sustancialmente completa del U 238 en material que pudiera usarse en reactores de neutrones lentos de tamaño mediano.

El programa americano de reactores. La División Reactores de la Atomic Energy Commission formuló un programa de desarrollo de nuevos reactores que, en 1952, incluía cinco reactores. Éste parecía ser el programa mínimo para asegurar ventajas en todos los frentes importantes. El trabajo se realizaba con la guía general de L. R. Hafstad. Para minimizar riesgos y problemas de disposición se inició la construcción de una estación de prueba de reactores cerca de Idaho Falls, Idaho. El programa general era el siguiente:

a) Reproductor experimental, Idaho. Reactor de neutrones rápidos. Produciría un poco de potencia.

b) Reactor de ensayo de materiales, Idaho. Reactor para exponer materiales a alto flujo neutrónico y estudiar rápidamente su comportamiento.

c) Reactor termal submarino, Idaho. Para propulsión submarina, utilizando neutrones de energía termal.

d) Reactor intermedio submarino, cerca de Schenectady. Para propulsión submarina, utilizando neutrones de energía intermedia.

e) Experimento de reactor homogéneo, Oak Ridge. Modelo piloto para explorar las posibilidades que ofrecen los reactores de fluido homogéneo.

Se puede calcular que la energía de fisión de 1 libra de U 235 es equivalente a

3×10^{13} Btu, o cerca de 10^6 toneladas de carbón de piedra

Surge la pregunta: ¿Estamos llegando al milenio de potencia económica? Un estimado de costos de potencia efectuado en 1946, en Oak Ridge, indicaba que la potencia nuclear obtenida con una planta del orden de 75.000 kilovatios eléctricos *puede* competir con carbón de piedra a 10 dólares la tonelada. La industria de potencia nuclear está aún en su primera infancia. Podemos esperar que en una o dos décadas se defina totalmente su lugar en el suministro de potencia mundial. Se puede aventurar casi con certeza que se encontrarán sitios donde serán útiles unidades de potencia de varios cientos de miles de kilovatios; además, que dichas unidades deducirán parte de su renta suministrando aquellos isótopos que sufren fisión con neutrones lentos a plantas secundarias colocadas en regiones donde no haya agua o combustible abundante.

7. Los isótopos radiactivos al servicio de la ciencia

Cuando el profesor Boltwood de Yale descubrió el ionio, en 1906, demostró que si se lo mezclaba con torio era imposible separarlos químicamente. Ésta fue la primera prueba de la

existencia de isótopos. Al mismo tiempo la experiencia abrió la posibilidad de usar materiales radiactivos como trazadores. Toda vez que sea difícil seguir el comportamiento de un material a través de una serie de manipulaciones químicas o físicas, es ahora natural considerar qué se puede ganar agregando un isótopo radiactivo. La gran sensibilidad de los dispositivos electroscópicos y de los contadores nos permite efectuar experiencias que de otro modo serían imposibles. Esto resulta evidente por lo siguiente:

1. El período del Th B es bastante largo, 10 horas, aunque el electroscopio detecte 10^{-16} g.

2. La vida del Po 210 es 137 días; a pesar de ello un trozo que contenga algunos miles de átomos de Po 210 sobre una superficie manifestará su presencia si la superficie se deja en contacto con una placa fotográfica durante algunas horas.

Este campo fue ingeniosamente explorado por Lind y Bardwell, Hevesy, Paneth y otros antes del descubrimiento de la radiactividad artificial. Su trabajo se vio limitado por el escaso número de isótopos naturales adecuados, pero en la actualidad los isótopos radiactivos de la mayoría de los elementos son tan baratos y abundantes que el trabajo con marcadores se ha convertido en un procedimiento de rutina en numerosos campos. Daremos solo algunos ejemplos elegidos por su simplicidad y valor instructivo.

Producción de radioisótopos. En la producción de radioisótopos el reactor y el ciclotrón deben ser considerados aliados y no competidores. Los reactores actuales de neutrones lentos trasmutan solo pocos elementos livianos en proporción conveniente. Aunque los flujos de neutrones son muy grandes comparados con los disponibles en ciclotrones, los últimos constituyen un medio general más adecuado para producir reacciones en elementos cuyo número atómico es mayor que 25. Los productos de fisión, algunos de ellos disponibles en cantidades molestamente grandes, forman una excepción a esta regla. Gracias a la existencia de la División Isótopos, en Oak Ridge, se dispone en la actualidad de muchos materiales radiactivos. En los laboratorios de la Atomic Energy Commission en laboratorios de universidades y en la industria, la síntesis de moléculas "marcadas" de distintas maneras con átomos radiactivos es una especialidad creciente. En el cuadro 13-3 presentamos una lista de algunos radioisótopos disponibles que poseen especial interés. La mayoría de ellos son emisores beta. Para ser totalmente útil un isótopo debe tener un período superior a los 30 min, y preferiblemente mucho más largo. Además sus

radiaciones deben ser lo suficientemente energéticas para asegurar su fácil detección.

CUADRO 13-3. BREVE LISTA DE ALGUNOS RADIOISÓTOPOS AMPLIAMENTE USADOS

Isótopo	*Período*	*Usos importantes*
H^3	11 años	Como marcador en sustancias orgánicas.
C^{14}	4.700 años	Básico en la síntesis de una gran variedad de sustancias orgánicas marcadas. Si se incorpora C^{14} a un material comestible, el organismo mismo sintetizará productos metabólicos marcados con este átomo. Util en la obtención de edades arqueológicas.
Na^{24}	15 horas	Su solubilidad y propiedades químicas lo hacen útil en una amplia variedad de investigaciones.
P^{32}	14 días	Estudio de metabolismo de huesos y tratamiento de enfermedades sanguíneas.
S^{35}	87 días	Numerosas aplicaciones químicas e industriales.
Co^{60}	5,3 años	Larga vida. Sus intensos rayos gamma le permiten sustituir el radio en radiografías y terapéutica.
I^{130}	12 horas	Metabolismo de la tiroides; tratamiento de enfermedades de la tiroides.
I^{131}	8 días	

Aplicaciones físicas. 1. El método de trazado es muy adecuado para estudiar la difusión de un sólido en otro. De este modo se ha medido, entre otros casos, la "autodifusión" de cinc en cinc.

2. En estudios de adsorción es posible seguir el comportamiento de una cantidad de material insuficiente para formar una sola capa molecular. La no-uniformidad en la distribución de sustancias radiactivas sobre una superficie puede estudiarse mediante el uso de placas fotográficas.

3. La solubilidad del cromato de plomo en agua es tan insignificante que no puede determinarse con precisión mediante métodos analíticos ordinarios. Supongamos que se agreguen algunos milicuries de torio B, isótopo del plomo, a 10 mg de plomo ordinario, y determinemos la actividad de la mezcla por medio de un electroscopio. La actividad puede expresarse en unidades arbitrarias. Si la actividad de los 10 mg se llama 10.000 unidades, 1 unidad corresponderá a 0,001 mg de plomo. Preparamos ahora una solución saturada de cromato de plomo con el plomo que contiene torio B. La actividad del residuo obtenido evaporando 100 cm^3 es fácilmente medible. A partir de esta actividad podemos hallar la cantidad de plomo de la solución por simple proporcionalidad. El valor hallado es

2×10^{-10} moles/cm^3. Esta medición da el plomo *total* mientras una medición de conductividad eléctrica sólo daría la parte que está en forma iónica.

Aplicaciones químicas. 1. *Reacciones de intercambio.* Existen numerosos casos, de interés químico y biológico, en los cuales se desea saber en qué proporción puede intercambiarse un elemento en dos de sus compuestos, presentes en solución. (En realidad, a menudo es necesario en la práctica radioquímica para estar seguro, por experiencias laterales, que un átomo radiactivo permanezca en la molécula que se desee.) Un ejemplo interesante es el de los óxidos de plomo. Cuando el PbO y el PbO_2 inactivo se unen para formar el compuesto amarillo anaranjado Pb_2O_3, no hay cambio en las valencias de los átomos de plomo. Las unidades PbO y PbO_2 pueden sacarse de la combinación sin ninguna indicación medible de que los átomos de plomo se hayan intercambiado.

2. *La reacción del tipo Szilard-Chalmers.* Estos investigadores hallaron un modo inteligente de preparar productos de captura de neutrones en forma muy concentrada, del siguiente modo: Al irradiar ioduro de etilo con neutrones, el producto (iodo 128) retrocede tan violentamente que abandona la molécula. En estado libre, puede ser extraído agitando con una pequeña cantidad de un solvente acuoso; queda prácticamente todo el iodo no activo en el ioduro de etilo que no se disuelve en la capa acuosa en forma perceptible.

Aplicaciones biológicas. En este campo, el carbono 14 es probablemente el isótopo más usado. La actividad en la sintetización de moléculas que lo contienen en posiciones conocidas, es intensa. Incorporado al CO_2, es útil en estudios de respiración. En forma de radioproteínas y radioazúcares evidentemente llevará los difíciles problemas del metabolismo a niveles satisfactorios de comprensión y control. Se concentra especialmente el interés en el estudio de las nucleoproteínas marcadas con C^{14} porque estas sustancias son abundantes en el núcleo celular.

Aplicaciones médicas. El radiocobalto ha remplazado ampliamente al radio. El cobalto y sus aleaciones pueden fabricarse antes de la irradiación en una variedad de formas útiles (alambre, etc). Así el problema de colocar una fuente de radiación en el lugar que el método desea se ve enormemente facilitado. Se sabe que cualquier traza de radiocobalto que se disuelve en los fluidos del cuerpo es rápida y casi completamente eliminada.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 3, 11, 39, 48, 89, 93, 95, 97, 99, 105.

PROBLEMAS

1. Suponiendo que se posea Pu 239, decir qué habría que hacer para intentar la producción de los elementos de números atómicos 98 y 99.
2. Supongamos que el núcleo compuesto de U 239 sufre fisión y que temporariamente los fragmentos de fisión retienen todos los neutrones que pueden finalmente ser emitidos. Tómese la energía cinética disponible igual a 160 Mev. Si el número de masa de un fragmento es x, ¿cuál es su energía cinética?
3. Supongamos que la energía *total* por fisión es 200 Mev (incluyendo la energía liberada cuando los fragmentos se desintegran). Calcular la energía liberada por 1 mol de uranio y compararla con la de un proceso de combustión que rinda 100 kilocal/mol.
4. Cuando se bombardea U 238 con neutrones se forma U 239, y éste puede dividirse en Ba 140 y Kr 99; *supóngase* que cada uno de ellos pierde un neutrón y que se emiten rayos beta hasta que se forman isótopos estables. Seguir el curso del proceso usando únicamente un cuadro de isótopos estables. Comprobar su hipótesis hasta donde sea posible por medio del cuadro de Seaborg-Perlman (apéndice 9, ref. 89), que da las propiedades radiactivas de todos los núcleos conocidos.
5. Calcular el radio de una pila esférica de "mínimo uranio" en las siguientes condiciones: se usa U 235 en un moderador de grafito, y el número de neutrones producidos por fisión es 2,5.
6. ¿Cómo procedería usted para determinar la solubilidad del $BaSO_4$ usando solo una sustancia radiactiva natural?

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

2. $160(239-x)/239$ Mev.
3. La fisión de 1 mol de uranio produce 4,58 $\times$ 10^7 veces más energía que un proceso químico cuyo rendimiento sea de 100 kilocal/mol.
5. 48 cm.

CAPÍTULO XIV

RAYOS CÓSMICOS

1. Historia esencial

Continuamente salen de la atmósfera terrestre partículas extremadamente energéticas. Su intensidad es prácticamente constante durante el día y la noche. Aun la Vía Láctea, nuestra galaxia, no posee ningún efecto especial sobre la intensidad, según se comprueba con detectores direccionales. Era natural que los investigadores dieran el nombre de rayos cósmicos a estos entes.

El estudio de los rayos cósmicos comenzó en 1900, cuando C. T. R. Wilson y también Elster y Geitel hallaron que existe siempre una pequeña ionización residual en un electroscopio. Esta ionización no podía atribuirse a pérdida sobre los aisladores ya que se reducía considerablemente rodeando el electroscopio con varias pulgadas de plomo. Al principio se supuso que la radiación penetrante así detectada se debía a materia radiactiva presente en el suelo pero en 1910 Gockel efectuó mediciones en un globo y describió que la velocidad de descarga en las alturas era mayor que la velocidad al nivel del suelo. Vuelos más altos demostraron que la radiación proviene de arriba.

En 1921 Millikan y Bowen enviaron pequeños globos de sondeo a alturas de unas diez millas. Al nivel del mar la ionización total debida a los rayos *penetrantes* es de 1,4 pares de iones por cm^3 por segundo (abreviada como 1,4 I), pero a grandes alturas el valor es cientos de veces mayor. La energía contenida en los rayos cósmicos es equivalente a aproximadamente un décimo de la radiación térmica total recibida de las estrellas.

El espesor total de material absorbente en la trayectoria de los rayos se fija frecuentemente especificando el número de metros de agua que produciría la misma presión en el punto

de observación. El "equivalente acuoso" de la atmósfera entera es 10,33 m de agua. La capa atravesada se expresa a menudo en g/cm², llamada "profundidad atmosférica". En el cuadro 14-1 se da la relación aproximada entre altura y otros datos útiles. Las tres alturas consideradas son las accesibles a globos ordinarios, a globos especiales para estudio de los primarios y a cohetes adecuados.

CUADRO 14-1

Altura			*G/cm² de aire por arriba*	*Presión aproximada en mm. de Hg*
Pies	*Kilómetros*	*Millas*		
0	0	0	1033	760
52,000	16	10	105	76
85,000	26	16	21	15
520,000	160	100	Despreciable	Despreciable

Mediante la variación con la altura de la intensidad, medida en cámaras de paredes relativamente delgadas, es posible calcular el coeficiente de absorción *efectiva* para el conjunto de agentes ionizantes, a saber, $\mu = 0{,}005$/cm de agua. Este valor es muy pequeño comparado con los coeficientes de absorción para rayos gamma ordinarios. Cuando se conoció este valor parecía razonable suponer que los rayos cósmicos primarios fueran rayos gamma muy duros y que las partículas ionizantes observadas por nuestros instrumentos fueran electrones arrojados hacia adelante por ellos. Más tarde, como resultado de un ingenioso trabajo realizado por Bothe y Kolhörster, se vio que las *partículas relativistas (es decir, aquéllas cuya velocidad es próxima a c) tienen gran poder penetrante, y su posibilidad de chocar con partículas extiende el rango en el que se pueden detectar sus efectos.* Sabemos ahora que los rayos de alta energía que componen la atmósfera son núcleos, en su mayoría protones.

Las observaciones con cámara de niebla mostraron la presencia de electrones muy rápidos y positrones, solos y en grupos, pero no eran primarios. Ya en 1932 Rossi demostró la presencia de partículas mucho más penetrantes que los electrones y los positrones. Durante varios años el problema de su naturaleza quedó sin resolver. Finalmente, en 1937, se comprobó definitivamente que los rayos cósmicos contienen mesones, partículas con masas intermedias del protón y el electrón. Este descubrimiento, debido a Street y Stevenson, y a Anderson y Neddermeyer, fue la base para una nueva fase del estudio.

Los efectos producidos por los primarios y su progenie son complejos. Al analizarlos, las grandes dificultades han sido la *pequeñez* de nuestros instrumentos y la inaccesibilidad de los primarios. Cualquiera sea el proceso que el investigador halle con contadores o cámaras de niebla, siempre desea saber qué sucede en las regiones que están fuera de la "visión" de sus instrumentos. Se ha progresado recientemente en forma muy rápida debido al uso de placas fotográficas (pág. 336) expuestas en altas montañas o llevadas por globos a alturas aun mayores.

Como ha habido varias sorpresas mayúsculas va a ser útil desarrollar el tema en orden cronológico. Las complejidades deben ser consideradas por etapas, de manera que la próxima sección describirá las características generales de los rayos. Esta descripción conduce al estudio de los instrumentos y al comportamiento de partículas que tienen velocidades relativísticas. Después se considerarán los procesos electrónicos y nucleares que se producen en nuestra atmósfera, los hechos generales de la distribución de rayos cósmicos y finalmente, una breve especulación sobre su origen.

2. La naturaleza de los rayos cósmicos

Primarios. La figura 14-5 representa los procesos con rayos cósmicos más importantes, tanto secundarios como primarios. Los primarios, responsables de la mayoría de los efectos observados, son partículas cargadas. Clay obtuvo la primera evidencia en este sentido. Observó un efecto de latitud debida a la barrera impuesta por el campo magnético terrestre. Después, principalmente gracias a los esfuerzos de T. H. Johnson y W. F. G. Swann, fue posible probar que los primarios contienen un considerable exceso de positivos llegándose a creer que son protones. Un trabajo reciente efectuado por distintos grupos en las Universidades de Minnesota y Rochester, con placas expuestas en globos, ha arrojado luz sobre la formación de los primarios. En su gran mayoría son protones pero también se encuentran núcleos cuyos números atómicos van hasta 26 o más; disminuye el porcentaje a medida que aumenta Z. El flujo proveniente del espacio exterior no contiene cantidades apreciables de fotones de alta energía o electrones —menos del 1 por ciento— según ciertas experiencias. Se cree que no existen neutrones en los primarios en razón de su inestabilidad. Los neutrones secundarios han sido intensivamente estudiados por Korff y sus colaboradores en una serie de interesantes y hermosas experiencias.

1. *El campo terrestre: una barrera.* Una partícula cargada proveniente del espacio exterior no puede llegar a la atmósfera terrestre a menos que tenga una energía mayor que un cierto valor límite, debido a que su trayectoria es curvada por el campo magnético terrestre, excepto en el caso que se aproxime a lo largo de un radio que toque las regiones polares magnéticas norte o sur. Dicho de otro modo, la curvatura dentro de la atmósfera no es importante. En el ecuador magnético, las energías necesarias para entrada vertical son las siguientes:

Electrón	15 Bev
Protón	14 Bev
Partícula alfa	11 Bev

Las cifras para puntos que están en Europa y en Estados Unidos son considerablemente menores. Para un protón que atraviesa verticalmente la atmósfera y escapa a todos los choques nucleares, la pérdida por ionización es del orden de 1,4 Bev. Por supuesto, hay choques nucleares y este número da sólo un límite inferior para la pérdida. El lector puede notar que, en la longitud del centro de Estados Unidos, la latitud magnética es unos 12° mayor que la latitud geográfica porque el polo magnético norte está a 78,5° N, 69,1° 0, según J. A. Fleming.

2. *Choques de los primarios con núcleos.* Los choques con núcleos son el principal medio para reducir la energía de los primarios; la pérdida por ionización es un factor menor (página 477) para protones primarios aunque no debe despreciarse cuando el proyectil es un núcleo de Z grande. Los choques nucleares son tan efectivos que el proceso tiene un máximo a una altura de unos 27 km, es decir, a "profundidades" de $20 g/cm^2$ o menores.

Con excepciones menores obvias, los primarios que pueden atravesar el campo terrestre tienen suficiente energía para romper completamente los núcleos de nitrógeno u oxígeno así como los núcleos de plata o bromuro en las placas empleadas para estudiarlos. Los registros fotográficos de tales rupturas nucleares son llamados estrellas (fig. 14-1). Los procesos observados van desde la simple emisión de un protón o un neutrón hasta la producción ocasional de una estrella que contiene tantas trazas como protones hay en el núcleo. En tal caso es probable que la mayoría de los neutrones haya sido expelida. Por supuesto, no se detectan generalmente en la emulsión.

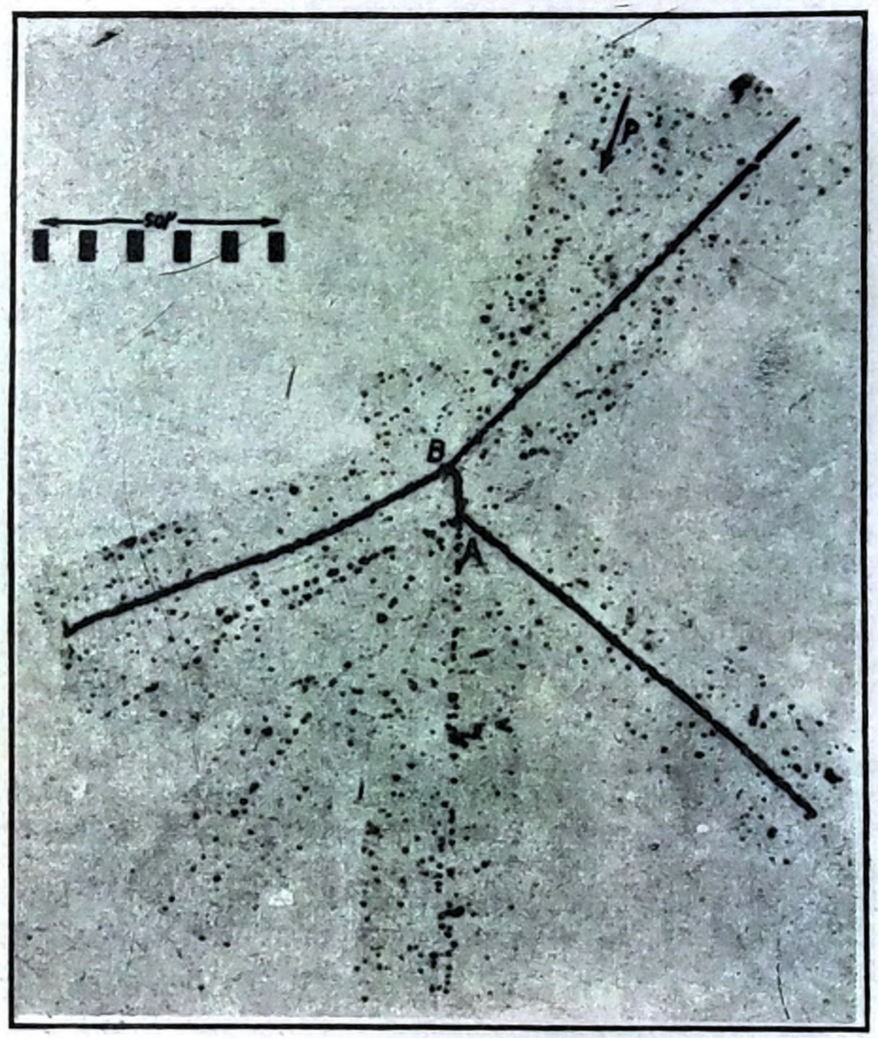


FIG. 14-1. Estrella de rayos cósmicos. Ruptura de un núcleo en el punto *A* por un fotón rápido indicado con *p* en la emulsión de una placa fotográfica. Se emiten una partícula pesada y varias partículas de mínima ionización. Presumiblemente son mesones. También se emite un mesón π^- menos lento, que produce una segunda desintegración en *B*. (Según C. F. Powell, *Reports on Progress in Physics, 13* (1950). *The Physical Society*, Londres "Mesons", Placa IV.)

Mesones pi. 1. *Producción.* En estas explosiones se producen mesones positivos, neutrones y negativos, a veces aislados o en grupos (fig. 14-5). Las reacciones más simples que dan origen a mesones π son

$$p_b + H \rightarrow \begin{cases} p + n + \pi^+ \\ p + H + \pi^0 \end{cases} \quad (1)$$

$$p_b + n \rightarrow \begin{cases} n + n + \pi^+ \\ p + n + \pi^0 \\ p + p + \pi^- \end{cases} \quad (2)$$

Con p_b indicamos un protón bombardeante. Si protones muy energéticos inciden sobre deuterio los resultados pueden aproximarse a estas ecuaciones ya que la energía de ligadura del deuterio es pequeña. Cuando son bombardeados los núcleos de nuestra atmósfera, a veces son emitidos nucleones solos. Además ocurren muchos procesos, más complicados, que comprenden la producción de varios mesones por interacción con uno o más nucleones. Las secciones eficaces para algunos de los procesos más simples mencionados fueron discutidas por Hamilton, Heitler y Peng en 1943. Retrospectivamente es interesante notar que predijeron muchas características aceptadas hoy como un hecho experimental. Debido a que en las explosiones nucleares se producen abundantes mesones π, deducimos que dichos mesones podrán interactuar fuertemente con los núcleos, y así lo hacen muchas veces, en la densa materia de las placas fotográficas. La figura 14-2 muestra un mesón π rápido que choca con un núcleo y produce otros mesones a su vez.

Estas observaciones fueron confirmadas por la producción artificial de mesones π cargados en Berkeley, en 1948. Gardner y Lattes bombardearon delgados blancos de una variedad de elementos con partículas alfa cuya energía de 390 Mev Esta energía basta únicamente para producir mesones aislados Las trayectorias de los mesones π emitidos eran curvadas por el campo del ciclotrón. Placas fotográficas colocadas en un punto conveniente mostraron las trayectorias características de los mesones. Algunas de las trazas terminaban en estrellas. En 1949 York, Moyer y Bjorklund demostraron que en los blancos de ciclotrones se producen mesones neutros; entonces Steinberger, Panofsky y Steller usaron rayos gamma 330 Mev para producir mesones π neutros.

Ahora debemos hacer notar un punto esencial. Los mesones π son inestables. Las variedades positiva y negativa tienen períodos del orden de 2×10^{-8} seg. En este tiempo solo pueden recorrer algunos centenares de centímetros. El período de la variedad neutra se cree que es del orden de 5×10^{-14} seg.

2. *Prolongación de la vida debida al movimiento.* Aquí aparece una nueva característica. Cuando una partícula se mueve en relación con un observador, los intervalos de tiempo

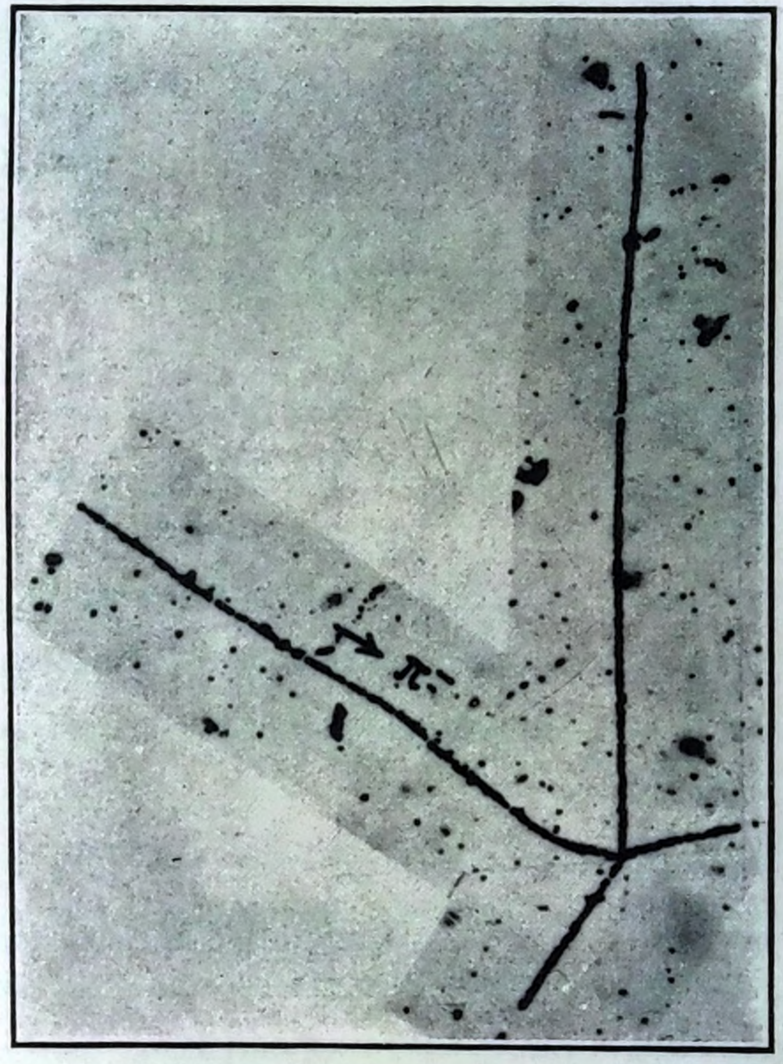


FIG. 14-2. Choque de un mesón π rápido con un núcleo. El mesón es de signo negativo. Se emiten tres partículas cargadas. (Según C. F. Powell, *Reports on Progress in Physics, 13* (1950). The Physical Society, Londres; "Mesons", Placa II.)

asociados con el comportamiento de la partícula *aumentan* en relación con sus valores cuando la partícula está en reposo. La teoría de la relatividad predice (pág. 528) que tales procesos, juzgados por el observador, son más lentos. El período de la partícula está dado por

$$T = T_0/(1 - \beta^2)^{1/2} = T_0(m/m_0) \quad (3)$$

donde T_0 es el período cuando la partícula está en reposo. Un mesón rápido, por ello, atravesará antes de desintegrarse más materia de la que atravesaría si su energía cinética fuera pequeña comparada con la energía en reposo. Sin embargo la mayoría de las desintegraciones de mesones π en la atmósfera se realizan a una distancia de, digamos, 1 km del punto de producción porque T_0 es muy pequeño.

Tenemos entonces dos tipos de desapariciones para considerar: absorción por núcleos y desintegración. La importancia relativa de ambos modos es sometida a intenso estudio. Es de esperar una diferencia en el comportamiento de los mesones π^+ y π^- en virtud de que el mesón π^- es atraído por los núcleos mientras el mesón π^+ es repelido.

3. *Desaparición de mesones pi.* Un mesón π de cualquier signo puede desintegrarse (fig. 14-3) dando un mesón μ del mismo signo y una partícula neutra de masa pequeña, probablemente un neutrino. Como el neutrino no deja traza alguna solo se observa el mesón μ al producirse la desintegración en una placa. A menudo la desintegración se produce después que el mesón π ha quedado prácticamente en reposo. Entonces la energía del mesón μ hija es *siempre* de unos 4 Mev, siendo ésta la evidencia crucial de que emerge otra partícula. En el caso de mesones π negativos, atraídos por los núcleos, la producción de estrellas nucleares compite fuertemente con el proceso de desintegración.

Mesones mu. 1. *Su vida.* En varias épocas los mesones μ fueron llamados mesotrones o yukones, por Yukawa, quien predijo su existencia. Al nivel del mar son 2 ó 3 veces más numerosos que todas las otras partículas ionizantes, según la latitud. Pueden ser positivos o negativos. Son inestables, con un período de unos $2{,}1 \times 10^{-6}$ seg, mientras se mueven lentamente. Esta inestabilidad fue descubierta de manera peculiar. La absorción de mesones μ en una capa de aire que pesa D g/cm² es mucho mayor que en una capa de agua, u otro material de bajo número atómico que pese el mismo número de g/cm². Yukawa había predicho que el mesón sería inestable, y Kulenkampff puntualizó en 1938 que los mesones que atraviesan un medio tenue *parecen* más fuertemente absorbidos porque algunos de ellos mueren a lo largo de la trayectoria. Sin embargo su período, aumentado por el efecto de relatividad descripto más arriba, es lo suficientemente grande como para que los mesones μ liberados en la alta atmósfera

puedan llegar hasta la superficie terrestre, en números tan grandes como para convertirlos en el constituyente más importante de los rayos cósmicos al nivel del mar.

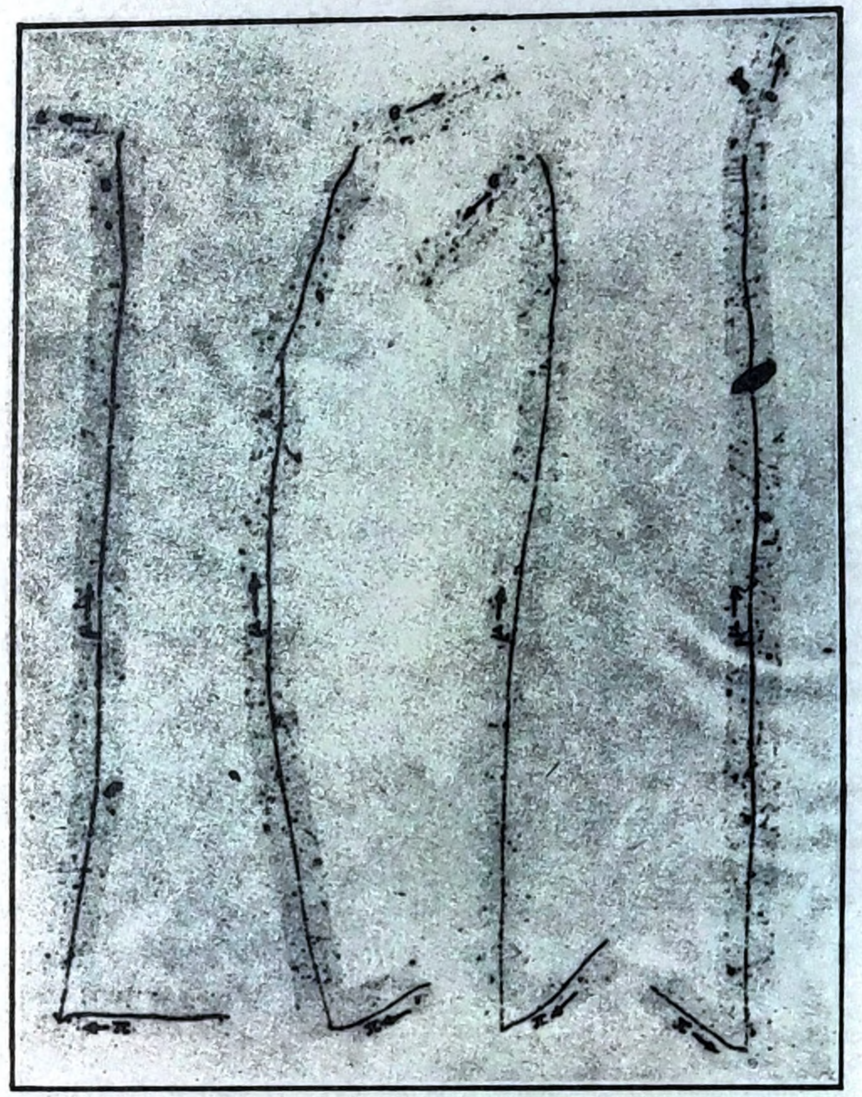


FIG. 14-3. Cuatro ejemplos de la desintegración de un mesón π, prácticamente en reposo, y del mesón μ resultante cuando llega al reposo. Se necesitan placas especiales para poner en evidencia los electrones de desintegración. (Según C. F. Powell, *Reports on Progress in Physics, 13* (1950). The Physical Society, Londres; "Mesons", Placa I.)

En realidad, los efectos de los rayos cósmicos son observados en minas a profundidades de 1.000 m o más. Allí se encuentran partículas ionizantes aisladas, lluvias y estrellas. La naturaleza de las partículas *iniciadoras* no está totalmente

aclarada. Probablemente la causa son mesones muy rápidos pero la existencia de entes neutros tales como el π^0 abre nuevas posibilidades para el estudio de estos efectos.

2. *Procesos de los mesones Mu.* La carga negativa favorece la entrada en los núcleos y la positiva favorece la desintegración. El producto visible de la desintegración es un electrón (fig. 14-4), de la misma carga que el mesón μ. Contrariamente a la situación reinante para mesones π, la energía de este electrón de desintegración *no* es definida. En las experiencias de Leighton, Anderson y Seriff va de 9 a 55 Mev. Probablemente el límite inferior no observado es cero. A primera vista parecería razonable suponer que se trata de una

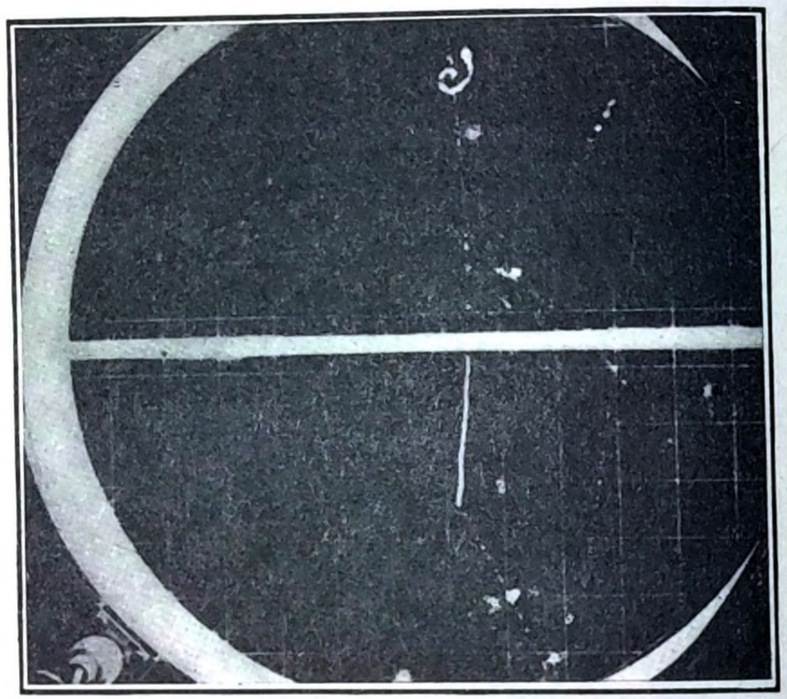


FIG. 14-4. Desintegración de un mesón μ. Según R. W. Thompson, *Phys. Rev. 74*, 490 (1948). Un mesón μ positivo entra casi verticalmente desde arriba en la cámara y penetra apenas la placa horizontal de aluminio de ¼ de pulgada. El mesón se detiene en el gas y se desintegra emitiendo un electrón de desintegración hacia abajo a la derecha.

desintegración beta, pero esta opinión se descarta generalmente basándose en que el spin no se conservaría en ese caso. El razonamiento es el siguiente: Durbin, Loar y Steinberger han probado que el mesón π cargado tiene spin cero. Cuando se divide en dos partículas sus spins deben sumar cero y, en consecuencia, deben ser iguales en valor absoluto. De todas las posibilidades el valor 1/2 es el más probable porque el

compañero invisible del mesón μ puede entonces ser un neutrino. Pero si el mesón μ tiene spin 1/2, su desintegración no puede producir justo dos partículas de spin 1/2 ya que se violarían ciertas condiciones de simetría. Esto conduce a la conclusión de que en la desintegración del mesón μ, el electrón está acompañado por *dos* compañeros invisibles, de naturaleza aún desconocida. Está bien establecido que no son fotones energéticos, y lo más probable es que sean neutrinos.

Lluvias. 1. *Componente fotónica-electrónica.* Los electrones pueden ser arrancados por mesones o por núcleos energéticos. La desintegración de mesones μ rápidos también produce electrones rápidos. No hay duda de que existen también otros procesos de rayos cósmicos que ponen electrones en

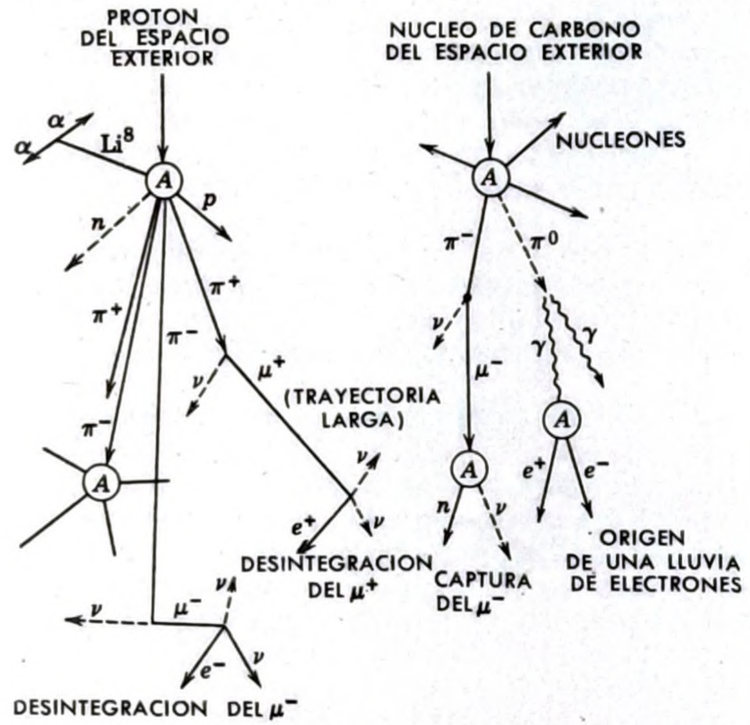


FIG. 14-5. Protones rápidos y núcleos pesados provenientes del espacio exterior dividen núcleos (*A*) de la alta atmósfera y producen mesones π, aislados y en lluvias. El mesón π cargado se desintegra dando origen a un mesón μ de signo análogo y a un neutrino. Los mesones π neutros dan rayos gamma que pueden originar lluvias de electrones. Los rayos gamma pueden también originarse de otros modos. Los μ tienen trayectorias largas. Un mesón μ positivo se desintegra dando un positrón y (probablemente) dos neutrinos; un mesón μ negativo puede seguir un proceso análogo. Alternativamente pueden ser capturados en órbitas de Bohr, por un núcleo; entonces entran en el núcleo emitiendo un neutrón y un neutrino, según las pruebas de que se dispone actualmente.

movimiento. Pero los electrones rápidos, a su vez, producen más electrones, y así sucesivamente. Una cadena de tales procesos multiplicativos es llamada lluvia de electrones. En general la energía de las partículas individuales en una lluvia es baja comparada con la de los mesones al nivel del suelo. Debido a este hecho y a que el coeficiente de absorción efectiva de las partículas de la lluvia es mayor que el de los mesones típicos, la parte fotónica y electrónica de los rayos es a menudo designada componente blanda (ver sección 3).

2. *Lluvias mesónicas.* La producción múltiple de mesones por nucleones y por mesones π conduce a lluvias compuestas de mesones y su progenie. Todo mesón μ muy energético que pertenezca a dicha lluvia puede a su vez producir una lluvia secundaria de electrones y rayos gamma por procesos de extracción o por desintegración de mesones μ. De este modo se puede producir una lluvia mixta.

3. Métodos experimentales

La mayor parte del trabajo original sobre rayos cósmicos se limitaba a mediciones de ionización. Más tarde se elaboraron métodos para hallar los números de partículas ionizantes, sus direcciones, alcances, ionizaciones específicas y energías.

Descripción de intensidades y propiedades de absorción. A veces nos interesa el *flujo* total *hacia abajo*, J. Éste es el número de partículas que se mueven hacia abajo y atraviesan un centímetro cuadrado colocado horizontalmente, por segundo. La *intensidad vertical*, I_v, se mide a veces con receptores direccionales. Como las partículas provienen de todas direcciones, el número que va *en línea recta* hacia abajo es estrictamente cero, pero podemos considerar el número I_v que se dirige hacia abajo atravesando un centímetro cuadrado por segundo, *por ángulo sólido unitario*. Análogamente se define el número I_A correspondiente a cualquier ángulo cenital A. Podría pensarse que en la parte superior de la atmósfera I debe ser independiente de la dirección, pero esta opinión no tiene en cuenta la influencia del campo magnético terrestre. A pesar de ello se supone muchas veces, como aproximación grosera, que I es independiente de la dirección a grandes alturas. Si esto fuera cierto J sería πI. Al nivel del suelo, donde las partículas oblicuas han sido preferentemente ocultadas, es un hecho que los números J e I_v no difieren mucho; además, I_A es aproximadamente $I_v \cos^2 A$. En el cuadro 14-2 se muestran los valores

dados por Rossi en un resumen. Para fines de orientación el lector debe recordar que, a latitudes medias al nivel del mar, el flujo total hacia abajo es de unas 0,018 partículas/cm²seg, y que el máximo valor, a grandes alturas, es solo 40 veces mayor.

* Arbitrariamente Rossi define la componente dura como la porción que puede producir efectos detrás de una pantalla de plomo que pesa 167 g/cm²; es decir, de unos 15 cm de espesor. La componente blanda se define como la parte que puede producir efectos a través de las paredes de aparatos equivalentes a 5 g/cm² de bronce, o sea unos 0,5 cm, *menos* la componente dura, por supuesto. (Es necesario tomar tal límite inferior arbitrario de poder penetrante para evitar la inclusión del fondo radiactivo.) Aproximadamente la componente dura corresponde a mesones μ y posiblemente a un número muy pequeño de protones residuales, y la componente blanda a electrones y fotones. Debemos hacer notar que las palabras "blanda" y "dura" han sido usadas muy vagamente.

CUADRO 14-2. INTENSIDADES DE RAYOS CÓSMICOS AL NIVEL DEL MAR

Componente	*Flujo horizontal (partículas/cm² seg)*	*Intensidad vertical (partículas/cm² seg. esterradián)*
Dura	0,0127	0,0083
Blanda	0,0052	0,0031
Total	0,0179	0,0114

Los rayos no son absorbidos exponencialmente. Entradas rasantes, divergencia angular, producción de lluvias, variaciones de secciones eficaces con la energía y cambios de la vida mesónica con la energía, todo esto complica la ley de decrecimiento. A pesar de ello, en algunas regiones el gráfico semilogarítmico de la intensidad versus la profundidad atmosférica es razonablemente recta (fig. 14-26), de manera que se puede definir un coeficiente de absorción efectiva (pág. 460). Se ha hecho habitual expresar los hechos dando el *espesor de absorción* o número de gramos por centímetro cuadrado que reduce la intensidad en un factor e (ver cuadro 14-4, pág. 510).

Cámaras de ionización de presión y el fenómeno de estallidos. Es posible ampliar los débiles efectos de ionización debidos a los rayos cósmicos usando una cámara de paredes gruesas llena de gas a una presión de 30 ó 40 atm. La ganancia no es proporcional a la densidad del gas porque la recom-

binación de iones y la asignación de electrones a las moléculas gaseosas se hace más importante al crecer la presión, de manera que una proporción menor de los iones llega a los electrodos colectores. Un electrómetro unido a una cámara de ionización de presión muestra una desviación continua que puede registrarse sobre papel fotográfico que envuelve un cilindro que gira lentamente. En 1927 Hoffmann halló un gran salto en tal registro fotográfico, lo que indicaba la repentina producción de unos 4 *millones de pares de iones* en la cámara. En promedio, se necesitan unos 35 ev para producir un par de iones en aire, de manera que este estallido de iones indicaba la repentina liberación de $1{,}4 \times 10^8$ ev en el gas de la cámara. Pero el número de pares de iones formados por centímetro a lo largo de la traza de un electrón muy rápido en aire, a presión y temperatura normales, es de unos 50, de manera que existen dos explicaciones plausibles. Los rayos cósmicos habían partido un núcleo, liberando varias partículas de masa atómica y probablemente también mesones, o la cámara era atravesada por un gran número de partículas de masa electrónica. Se producen estallidos de ambos tipos y también intermedios. El fenómeno electrónico predomina cerca del suelo. Han sido observados estallidos de Hoffmann en los cuales la energía liberada es de 20 Bev y posiblemente llega a los 1.000 Bev. En cámaras de tamaño ordinario sólo ocurren algunos estallidos grandes por día.

Contadores en el trabajo con rayos cósmicos. 1. El dispositivo de coincidencia simple de la pág. 331 es el prototipo de dispositivos más complejos empleados en el estudio de los rayos cósmicos. La figura 14-6 muestra tres contadores con ejes paralelos. Supongamos que se emplee un circuito que da una indicación si, y solo si están activados los tres contadores. Este dispositivo elimina las coincidencias accidentales más efectivamente de lo que es posible con solo dos contadores.

Con tal dispositivo podemos hallar el número de partículas que inciden sobre un centímetro cuadrado horizontal por segundo, provenientes de direcciones tales que atraviesan los tres contadores. De este modo el aparato funciona como un telescopio de rayos cósmicos. Colocándolo en distintas orientaciones se puede determinar la distribución angular de los rayos así como el número *total* de partículas por minuto que vienen de todas direcciones y llegan a un centímetro cuadrado horizontal. En tal trabajo es necesario conocer la eficacia de los contadores, pues un contador no responde a *todas* las partículas que lo atraviesan. Un contador puede descargarse cuando solo un par de iones se produce en el interior pero puede no

contar si prácticamente todos los electrones producidos se unen con moléculas gaseosas. Dependiendo de las condiciones experimentales la eficiencia puede ir de 40 hasta 98 %. Se la determina por un método ingenioso.

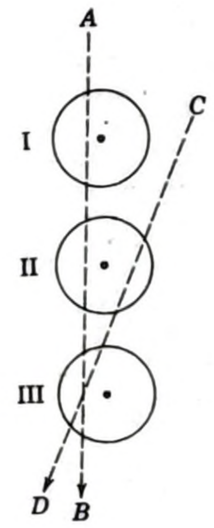


FIG. 14-6. Tres contadores de coincidencia alineados formando un telescopio de rayos cósmicos. La partícula *AB* produce una coincidencia triple; en cambio *CD* no.

En la fig. 14-6 supongamos que los circuitos se dispongan de manera de contar las coincidencias triples por unidad de tiempo N_t, así como las coincidencias dobles N_d en los contadores I y III únicamente. Despreciando las coincidencias accidentales, por simplicidad, sabemos que una partícula ionizante pasa por el contador II si I y III registran una cuenta. De los N_d casos en que I y III cuentan una partícula, el contador II responde N_t veces. Su eficiencia es, por ello, N_t/N_d. Ahora, colocando el contador I en el medio puede determinarse su eficiencia, etc. Así sería posible calcular cuántas coincidencias se observarían si los tres contadores fueran perfectamente eficientes.

2. *Método de anticoincidencias.* En muchas experiencias es necesario tener algún modo de reconocer o excluir procesos en los cuales un tren de coincidencias es iniciado por las partículas de una lluvia en lugar de serlo por una partícula aislada que pasa por todos sus miembros. Esto se hace colocando hojas de contadores a los lados del tren de coincidencias. Los pulsos de estas hojas se aplican a los circuitos registradores

de manera de bloquear el registro de una coincidencia cada vez que uno o más de los contadores de anticoincidencias es accionado por una partícula.

3. *La experiencia sobre lluvia de Rossi.* Rossi abrió un fructífero campo con su experiencia sobre producción de lluvias ilustrada en la fig. 14-7. Tres o más contadores son colocados debajo de un bloque de plomo (o cualquier otro material sólido) de manera que una partícula ionizante no puede atravesar más de dos contadores. Las coincidencias múltiples entre las descargas de estos contadores significan que por lo menos dos partículas los han atravesado y el dispositivo es

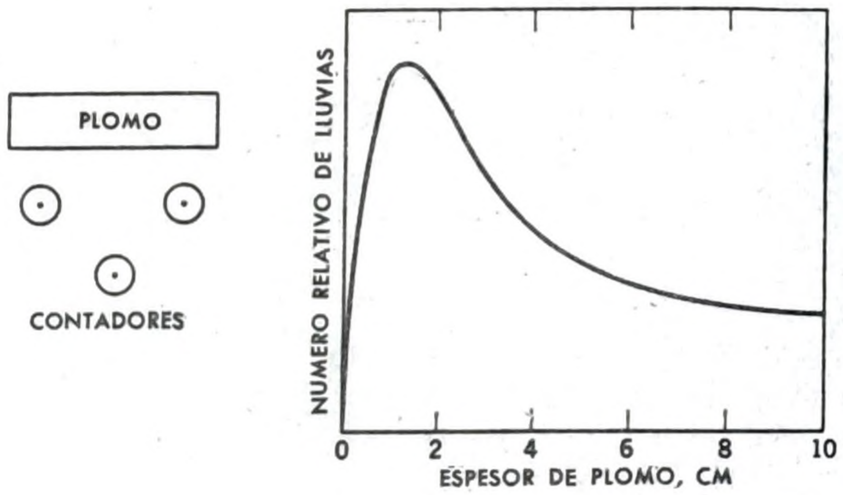


FIG. 14-7. Izquierda: Contadores dispuestos para medir la producción de lluvias en plomo. Derecha: La llamada curva de transición que da la dependencia del número de lluvias respecto del espesor de plomo.

realmente un registrador de lluvias. Si se retira el plomo, aparecen algunas lluvias provenientes de la atmósfera, y es necesario hacer correcciones por las mismas. Comenzando con delgadas placas de plomo y aumentando el espesor el número de lluvias aumenta, alcanza un máximo a un espesor de 1,6 cm, y disminuye. Para simplificar supongamos que las lluvias son producidas por una radiación homogénea que es absorbida exponencialmente en el plomo y que las partículas de la lluvia son también exponencialmente absorbidas. Entonces, con la forma de la curva de la fig. 14-7, es posible determinar los coeficientes de absorción efectiva para las partículas de la lluvia y para las entidades originalmente responsables de las lluvias. Nótese que un espesor de plomo de unos 2 cm aumenta enormemente las lluvias electrónicas a nuestra disposición. En los primeros 1,5 cm, el número de partículas de lluvia producidas aumenta rápidamente debido al espesor creciente de material. Sin embargo todo espesor adicional por arriba de los 6 cm absorbe casi tantas partículas de lluvia como las producidas. En otras palabras, se llega a un cierto equilibrio en el cual cada productor de lluvia está acompañado por un número de partículas de lluvia apropiado a la naturaleza y espesor del medio absorbente. Un espesor de unos 15 cm de plomo se considerá generalmente suficiente para eliminar las partículas de todas las lluvias electrónicas que se han originado. Se han diseñado numerosas variaciones de este experimento para estudiar tanto lluvias electrónicas como mesónicas.

Métodos de cámara de niebla. Para obtener buenas muestras de rayos cósmicos que atraviesen una cámara de niebla deben efectuarse expansiones según un plan que no presta atención a lo que sucede en los rayos. Podemos expander a intervalos regulares o totalmente al azar. Pero a menudo nos interesa una clase particular de procesos. Entonces (página 335) se emplea el control de contadores. Esto asegura que se encontrarán trazas notables en casi todas las fotografías. Por ejemplo, si queremos estudiar los procesos en los que una partícula que se mueve verticalmente hacia abajo origina una lluvia de por lo menos 3 partículas en una placa de plomo, usamos el dispositivo de la fig. 14-7. Frecuentemente se colocan en la cámara placas para absorber o frenar las partículas. Dichas placas hacen posible examinar los rangos de las partículas en la materia sólida.

4. Comportamiento de partículas de alta energía y fotones

En estudios de rayos cósmicos muchos de los fenómenos interesantes involucran partículas cuyas velocidades son próximas a c y, por ello, sus masas son lo suficientemente grandes como para justificar que se desprecie la masa en reposo como primera aproximación. Consideraremos el comportamiento mecánico de tales partículas y de los fotones que ellas producen.

★ **Las regiones clásica, de transición y relativista.** Al tratar con partículas rápidas es a menudo útil emplear una simple relación entre la energía *total* E y el impulso p de una partícula libre que se mueve con velocidad βc. Evidentemente

$$\frac{1}{1-\beta^2} = 1 + \frac{\beta^2}{1-\beta^2}$$

Usando la ecuación 8 de la pág. 40 y la ecuación 6 de la pág. 38, obtenemos

$$E/m_0c^2 = (1 - \beta^2)^{-1/2} \qquad p/m_0c = \beta/(1 - \beta^2)^{1/2}$$

Sustituyendo en la ecuación anterior, hallamos que

$$\left(\frac{E}{m_0c^2}\right)^2 = 1 + \left(\frac{p}{m_0c}\right)^2 \tag{4}$$

Esta ecuación nos dice que si se mide E en función de la unidad bastante razonable m_0c^2, y p en función de m_0c, entonces

$$(\text{Energía})^2 = 1 + (\text{Impulso})^2$$

donde el término 1 representa realmente el cuadrado de la energía en reposo. Para cualquier partícula es conveniente distinguir tres regiones de energía cinética en las cuales el comportamiento es totalmente distinto.

Región	$E/m_0c^2 - 1$	v/c
Clásica	Pequeño	Pequeña fracción
De transición	Cerca de 0,25 a 5	Desde 0,6 a 0,98
Relativista	Grande	Prácticamente 1

★ En la región clásica, la energía cinética es simplemente proporcional al cuadrado del impulso. En la región de transición la relación es más compleja (algebraicamente hablando) debido a la variación de masa con la velocidad. En la extrema región relativista la energía cinética es tan grande, comparada con la energía en reposo, que esta última puede despreciarse al calcular la energía total. Entonces la energía y el impulso son prácticamente proporcionales entre sí ya que la velocidad es aproximadamente igual a c. En este dominio,

$$E = pc = HRZe \tag{5}$$

donde H es un campo magnético aplicado y R el radio de curvatura de la trayectoria de una partícula de carga Ze, que se mueve perpendicularmente a dicho campo (pág. 315); e está en unidades electrostáticas y H en oersteds. Indicando con E_v la energía en electrón-voltios, tenemos

$$E_v = 300HRZ \tag{5a}$$

La relación correcta de la cual proviene esta aproximación es

$$(E_v^2 - E_{v0}^2)^{1/2} = 300HRZ$$

donde E_{v0} es la energía en reposo en electrón-voltios. Vemos que para partículas de un Z dado y energía suficientemente alta, el valor de HR no depende de la masa en reposo puesto que la energía es casi toda cinética. A latitudes medias, el protón promedio de rayos cósmicos primarios tiene una energía de 6 ó 7 Bev mientras la energía en reposo es de 1 Bev. La ecuación 5*a* se aplica bien a *cualquier* partícula de 6 Bev cuya masa sea igual a la masa del protón o menor que ella; la curvatura de la trayectoria será más o menos la misma para electrones, mesones, y protones cuya energía sea de varios Bev. Además las pérdidas por ionización serán también las mismas. Esto demuestra por qué es difícil distinguir entre partículas muy rápidas de carga e que tengan masas muy diferentes, en cámaras de niebla o cámaras de iones. Para hacer una distinción experimental conveniente tenemos que observar otras características, tales como la posibilidad de los mesones π rápidos para romper núcleos atómicos.

Pérdida de energía de las partículas muy rápidas y de los fotones. En la pág. 338 hemos explicado que los núcleos y los electrones, cuyas energías son de algunos millones de voltios, pierden su energía en una sucesión de pequeñas pérdidas ionizando y excitando los átomos que encuentran en su camino; la producción de radiación es relativamente un pequeño efecto. En consecuencia las partículas que poseen tales energías tienen rangos definidos, mientras los rayos gamma, que pierden una fracción relativamente grande de su energía en una dispersión Compton característica o en la producción de pares, son absorbidos siguiendo una ley exponencial.

La situación es distinta en el dominio de los rayos cósmicos. En las figs. 14-8 a 14-10 resumimos la variación con la energía de algunas de las más importantes pérdidas experimentadas por electrones, fotones y mesones μ que se mueven en el aire. Las rupturas nucleares producidas por mesones π y protones complican su comportamiento. Pospondremos el estudio de estos efectos nucleares hasta las secciones 6 y 8.

Comportamiento de electrones y fotones. Nuestro conocimiento del comportamiento de electrones y fotones es casi completo hasta energías muy por arriba de la correspondiente a producción de mesones por interacción con los núcleos en razón de que la sección eficaz para producción de mesones por

electrones y fotones es pequeña comparada con la de otros procesos que consideraremos a continuación.

1. Para electrones rápidos, positivos o negativos, la pérdida *promedio* por centímetro, debida a ionización y excitación, ha sido calculada por Bethe. A medida que su energía aumenta en el rango que se muestra en la fig. 14-8 su pérdida disminuye, pasa por un mínimo en la proximidad de 10^6 ev y lentamente aumenta de nuevo. (Compare el lector con la curva de Bragg que se representó en la pág. 337 para partículas alfa.)

2. Además de perder energía por ionización, un electrón con energía mucho mayor que m_0c^2 puede perder una gran fracción de la misma por radiación cuando es frenado en un choque de cerca. Este proceso es el que da origen al espectro continuo de rayos X. En la fig. 14-8 se indica también la pérdida radiativa promedio, según fue calculada por Bethe y Heitler. (Las curvas se refieren al agua pero sirven aproximadamente para aire.) A altas energías, según la teoría, la pérdida radiativa promedio es grande comparada con la pérdida por ionización, y una partícula puede perder gran parte de su energía en un solo proceso radiactivo. Los núcleos del medio son la causa principal de la pérdida radiativa, porque el efecto varía proporcionalmente al cuadrado de la carga de la partícula chocada.

★ Vamos a establecer las fórmulas de las pérdidas radiativas y por ionización, debidas a electrones muy energéticos. Sea E la energía de tal electrón; y sean N_e y N_n los números de electrones y núcleos en el 1 cm³ del medio; y sea A_e el área convencional del electrón, a saber,

$$A_e = \pi(e^2/m_0c^2)^2 = \pi(2{,}8 \times 10^{-13})^2 = 2{,}5 \times 10^{-25}\ \text{cm}^2 \qquad (6)$$

Entonces una buena aproximación para la pérdida por ionización en ergs por centímetro, resulta

$$2N_eA_e(m_0c^2)\log_e \frac{E^3}{2J^2m_0c^2} \qquad (7)$$

J es la energía de ionización promedio para los átomos afectados, y se escribe generalmente $13{,}5Z$ (en electrón-voltios).

★ La pérdida por radiación por centímetro debida a choques nucleares es

$$(4/\pi)N_nA_eE[\log_e (183/Z^{1/3}) + (1/18)] \qquad (8)$$

siempre que E/m_0c^2 sea grande comparado con $137/Z^{1/3}$. Para aire podemos usar el valor promedio $Z = 7{,}3$, de manera que el corchete vale 4,61.

★ Comparando las pérdidas por ionización y por radiación vemos que, en la primera, la energía aparece en un término que es el logaritmo de un número grande. O sea que la pérdida por ionización aumenta muy lentamente en el dominio superior a algunos millones de voltios. Por otra parte la pérdida por radiación crece en forma directamente proporcional a E. El lento aumento de la pérdida por ionización proviene de la alteración de las líneas de fuerza eléctrica y magnética alrededor de una partícula rápida, descrita en la pág. 42. En consecuencia también aparece en el caso de mesones rápidos y nucleones. En realidad la constancia aproximada de la pérdida por ionización significa una ventaja experimental. La ionización por centímetro es proporcional al cuadrado de la carga de la partícula en movimiento. Así, sobre un gran rango de energías, la carga de cualquier partícula rápida se revela sin ambigüedades en la cámara de niebla, siempre que se puedan contar las gotitas individuales de la traza.

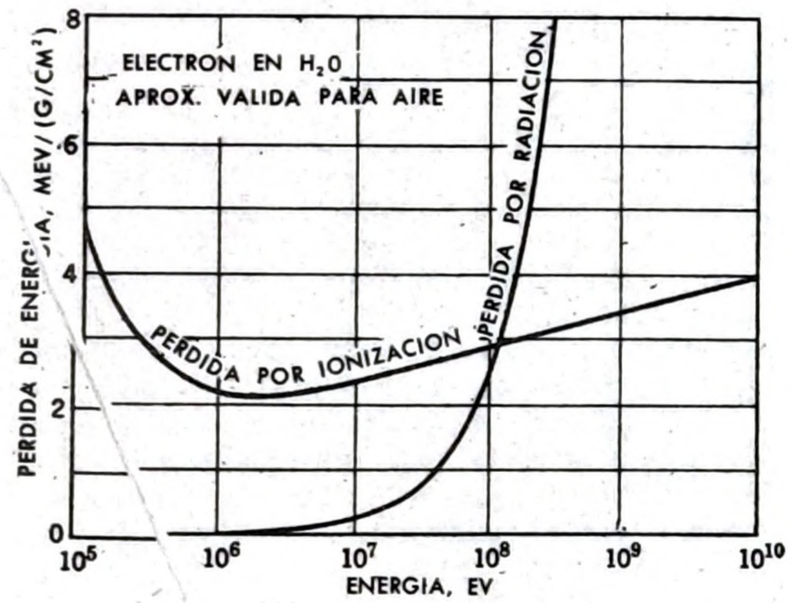


FIG. 14-8. Pérdidas de electrones de alta energía en agua. Las curvas son aproximadamente válidas para aire.

3. Respecto de los fotones cuya energía E es grande comparada con m_0c^2, la probabilidad de una dispersión Compton disminuye al aumentar la energía. Vamos a despreciarla en esta discusión. La de producción de pares aumenta (fig. 14-

9) del mismo modo que la probabilidad de pérdida radiativa por un electrón. Existe una razón sencilla que explica esto. La producción de pares puede considerarse como el inverso de la pérdida radiativa en el sentido que un electrón es arrojado desde un estado de energía negativa a un estado de energía positiva (pág. 358).

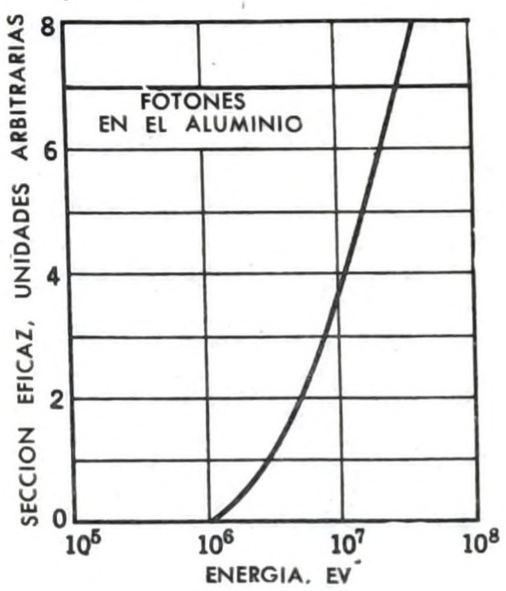


FIG. 14-9. Variación de la sección eficaz para fotones de alta energía en aluminio.

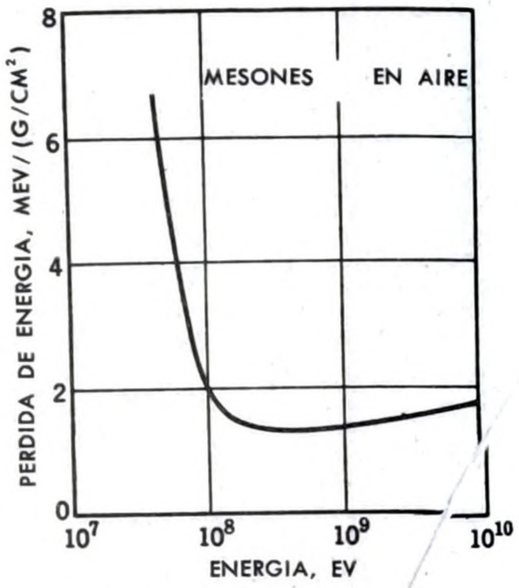


FIG. 14-10. Pérdidas de energía de mesones μ de alta energía en aire, función de la energía (según Rossi).

★ Como el fotón desaparece cuando se produce el par, no tiene sentido preguntar cuál es la pérdida de energía de un fotón por centímetro. Sin embargo podemos calcular la energía promedio gastada en la producción de pares por un gran número x de fotones que atraviesan una capa de 1 cm de espesor, y dividirla por x para obtener una pérdida promedio por fotón. El resultado es el *mismo* que la ecuación 8, excepto que el último corchete debe ser remplazado por $\frac{7}{9}\log_e(183/Z^{1/3}) - \frac{1}{54}$, que tiene el valor 3,62 para aire (E debe interpretarse como la energía inicial del fotón). Esta expresión no es una disipación *local* de energía en calor porque el par de electrones puede dar origen a fotones un poco más lejos y así, hasta que se gasta, la energía original.

Comportamiento de mesones. En la fig. 14-10 se puede ver la pérdida por ionización para mesones μ en aire, según Rossi. No tiene mucho sentido dibujar una curva para mesones π. Su vida media es tan corta que no se puede pro-

ducir una apreciable pérdida por ionización en aire antes que se desintegren. Omitimos la curva de pérdida por radiación correspondiente a la figura 14-10 porque la misma es relativamente pequeña, sea para mesones μ o mesones π, hasta la máxima energía indicada. Análogamente es pequeña para protones. Se puede dar una explicación grosera de este hecho. Basándose en la electrodinámica la energía irradiada por segundo por una carga acelerada es proporcional al cuadrado de su aceleración. Pero la aceleración de una carga en movimiento por un núcleo es inversamente proporcional a la masa de esta carga. Entonces la pérdida radiativa de una partícula de masa M debería ser del orden $(m_0/M)^2$ veces la pérdida de un electrón. Este argumento no completa la explicación porque un cálculo aproximado demuestra que un mesón que sufre una gran pérdida radiativa penetrará en parte el núcleo blanco. En consecuencia, el problema no es enteramente de frenado por fuerzas eléctricas.

Llegamos a la conclusión de que el gran poder penetrante de los mesones μ rápidos, comparado con el de los electrones de igual *velocidad*, se debe principalmente a su mayor reserva de energía cinética y a la escasa pérdida radiativa.

5. Rayos primarios

Durante mucho tiempo fue evidente que los rayos primarios están fundamentalmente formados por protones. A partir de varias líneas experimentales Swann dedujo que era también necesaria una componente de helio para explicar la distribución general y propiedades de la desintegración secundaria. Pomerantz y Hereford obtuvieron en 1947 algunas comprobaciones directas. Mediante contadores proporcionales colocados dentro de globos establecieron la presencia de núcleos pesados entre los rayos primarios, basados en que la ionización producida por una partícula de velocidad dada varía proporcionalmente a Z^2.

Bradt, Freier, Lofgren, Ney, F. Oppenheimer y Peters, de las Universidades de Minnesota y Rochester, publicaron resultados de carácter más gráfico y revelador. Se colocaba una cámara de niebla y placas fotográficas en el interior de globos que soportaban cargas considerables durante varias horas por encima de los 90.000 pies. A esta altura el peso del aire que está arriba es de solo 17 g/cm². Encontraron así trazas de núcleos pesados cuyos números atómicos llegaban hasta 26 y posiblemente aún mayores. La figura 14-11 muestra la naturaleza general de las trazas observadas que

pueden ser seguidas de una emulsión a otra en un fino apilado de placas mediante adecuadas marcas. Partiendo de baja ionización la densidad de los rayos secundarios a lo largo de la trayectoria llega hasta un máximo y luego cae a cero sobre una longitud que aumenta con el número atómico. Así puede determinarse el número atómico de la partícula en vuelo (o bien acotárselo dentro de ciertos límites) en casos favorables. Existen varios otros métodos para determinar el

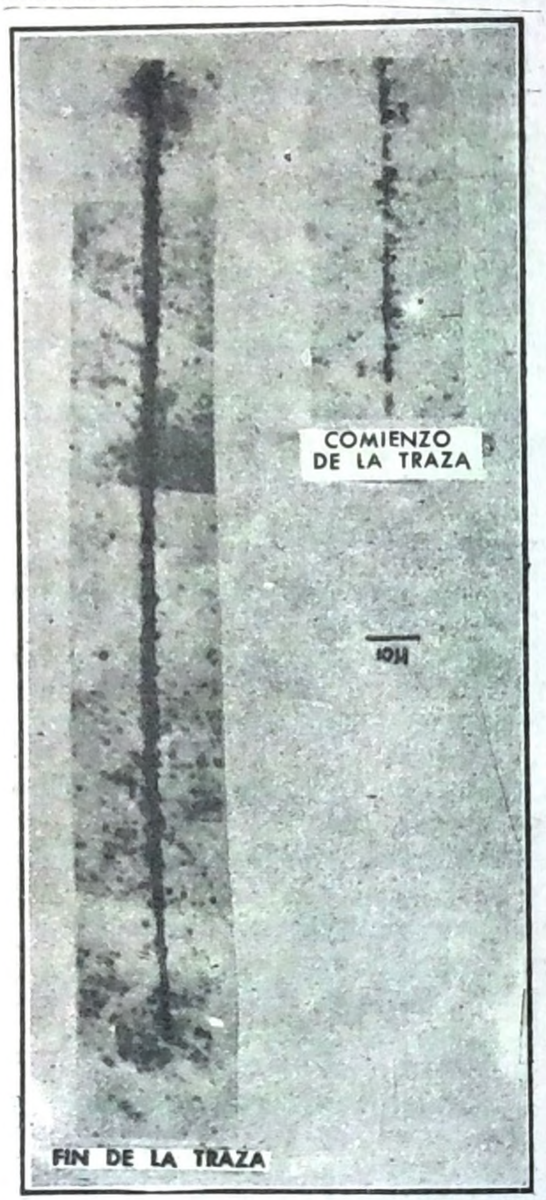


FIG. 14-11. Fotomicrografía de un rayo cósmico primario pesado con $Z = 15$ (según Freier, Lofgren, Ney y F. Oppenheimer). Nótese el adelgazamiento producido cuando la partícula ha atravesado 10 g/cm² de vidrio y emulsión.

número atómico. Por ejemplo, para la mayoría de los núcleos livianos exceptuando el hidrógeno, $A = 2Z$. Valiéndose de esta relación se pueden afectuar varias series de mediciones que dan tanto la carga de la partícula como su energía. Pueden medirse la ionización y el alcance; o bien se pueden obtener datos a partir del número de rayos delta, o electrones lentos, por centímetro de traza, que son arrojados con una energía superior a un límite predeterminado.

Las estrellas, por supuesto, son producidas por los núcleos compuestos o por los protones. En realidad, los compuestos son frágiles y pueden partirse en varias piezas en un choque nuclear, habiéndose observado estrellas altamente complicadas. Se pueden ver excelentes fotografías en el libro de Leprince-Ringuet (apéndice 9, ref. 62) cuyo grupo en París está contribuyendo mucho al estudio de los primarios pesados. Es esencial notar que la pérdida de energía de estas partículas pesadas por unidad de trayectoria es grande comparada con la de un protón de igual velocidad. Esto significa que la capa de aire que está sobre un punto de observación discrimina en contra de núcleos de alto número atómico. Además discrimina en contra de aquellos que llegan con grandes ángulos cenitales. Por estas razones es difícil decir mucho sobre los porcentajes que tienen distintos números atómicos. Los datos correspondientes, que se mencionan a continuación, están relacionados con el punto de observación y no con las condiciones del vacío exterior.

* Los grupos de Rochester y Minnesota han obtenido los siguientes resultados:

1. Las energías cinéticas de los "pesados" observados generalmente van desde 0,4 a 1,5 Bev *por nucleón*. Estas cifras se refieren a una latitud geomagnética de unos 55°. El valor inferior está determinado por el corte geomagnético. Estas partículas son una selección de baja energía, por las razones que hemos mencionado.

2. A pesar de todo se hallan suficientes primarios de gran energía que permite el estudio de su acción disruptiva en los núcleos.

3. Todos, o prácticamente todos, llegan a ángulos menores que 90° desde el cenit. Por esta razón, y por algunas otras de peso, son predominantemente primarios.

4. En la figura 14-12 se muestran las abundancias relativas. El método de detección empleado desfavorece los números atómicos bajos, de manera que solo hay que prestar atención a las ordenadas correspondientes a un Z igual o mayor que 6. Los picos en los elementos C, N, O, Mg, Si

y Fe son notables; estos elementos son astrofísicamente abundantes.

5. La razón de protones a núcleos de He es 3:1 ó 4:1.

6. La curva de abundancia es tal que por lo menos la mitad de la *masa* entrante está en la forma de núcleos compuestos.

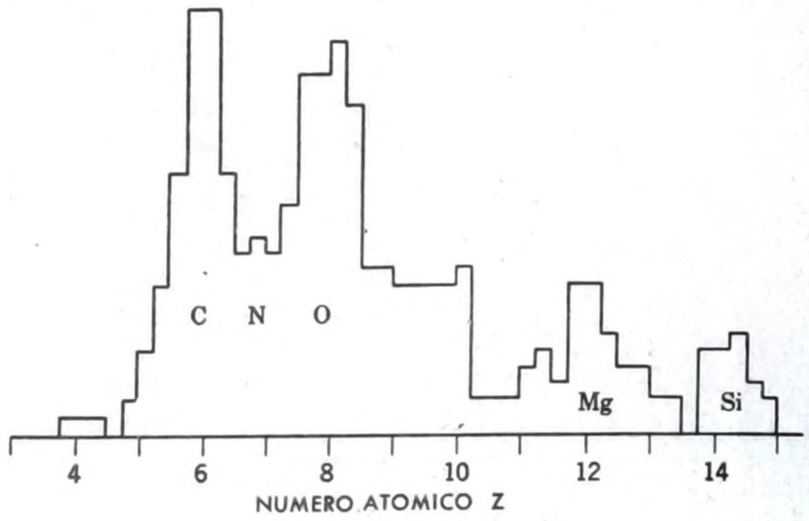


FIG. 14-12. Abundancia relativa de distintos números atómicos en los rayos cósmicos primarios observados con globos $Z \geq 6$. (Curva obtenida con los datos de Bradt y Peters.)

7. Según Bradt y Peters la variación general de las abundancias en la fig. 14-12 es aproximadamente similar a la de cierta estrella de la constelación Escorpión, estudiada por Unsöld. Pero la abundancia estimada de elementos en la atmósfera solar es totalmente distinta de las cifras referentes a una "estrella promedio". En consecuencia es posible que estudios ulteriores de la distribución de los Z de los primarios permitan decidir si los rayos cósmicos se originan en el sol o fuera del sistema solar.

★ En la sección 9 puede verse un estudio del espectro de energías en el cuerpo total de rayos primarios. El papel preponderante desempeñado por los protones individuales no debe despreciarse. Nuestro conocimiento actual de las secciones eficaces de muy alta energía proviene fundamentalmente del estudio del comportamiento de los protones de rayos cósmicos y protones acelerados artificialmente. Germain determinó que la sección eficaz de producción de estrellas en una fotografía por protones de 0,34 Bev, es 0,29 barn por núcleo. Esta cifra ilustra la frecuencia relativamente grande del efecto.

6. Mesones pi y mu

Descubrimiento de los mesones pi y mesones mu. Después del descubrimiento del positrón hubo mucha actividad en la fotografía de partículas energéticas en cámaras de niebla. Era lógico insertar placas absorbentes, en la cámara de niebla, para poder clasificar las partículas respecto de su poder penetrante y también para poder observar el crecimiento de las lluvias de electrones por multiplicación en las placas. Experiencias de este tipo fueron realizadas por Anderson y Neddermeyer y también por Street y Stevenson, en 1937. Estos investigadores reconocieron que, además de electrones y positrones con poder penetrante relativamente débil, había muchas partículas que podían atravesar gruesas placas con poca pérdida de energía, y que en general, estas partículas no daban origen a secundarios energéticos. Estudios posteriores demostraron que estas partículas, los mesones μ, constituyen una mayoría de las trazas simples que se encuentran al nivel del mar. Cerca del extremo de sus trazas ionizan con más intensidad que los electrones, aunque la ionización a altas energías es indistinguible de la de un electrón. Estos hechos conducen a la conclusión de que tienen la carga de un electrón aunque su masa es mucho mayor. Cuidadosos estudios efectuados por Brode y sus colaboradores, y por otros, verificaron esta hipótesis, y en algunos casos fue medida la masa determinando dos de las tres magnitudes: curvatura, ionización por centímetro y alcance residual. Las mediciones no eran fáciles, y las masas halladas iban desde los $180m_0$ hasta $900m_0$. Eventualmente mostraban una tendencia a agruparse alrededor de $200m_0$.

En 1947 Lattes, Muirhead, Occhialini y Powell, de la Universidad de Bristol, descubrieron que existe un mesón más pesado, el mesón π. El descubrimiento fue hecho por detección de la desintegración pi-mu (fig. 14-3) en placas de emulsión nuclear expuestas en alta montaña. Powell afirma: "Cerca del 10 % de los mesones, cuando llegan al reposo, producen la emisión de un segundo mesón. Además se ha establecido que el alcance de la partícula secundaria es siempre constante, dentro de estrechos límites."

Fue posible, poco después, demostrar que las partículas secundarias satisfacen todos los requerimientos de los mesones μ. Hemos dicho antes que el sincrociclotrón de Berkeley produce tantos mesones π neutros como cargados (pág. 397). Las tres variedades son producidas aproximadamente con igual eficiencia. Varios experimentadores han comprobado la existencia de mesones neutros (a veces llamados neutretos) en los rayos cósmicos. Deben existir en grandes cantidades pero las observaciones son difíciles. Las experiencias de Berkeley definieron la cuestión.

Para ir más rápido presentamos en el Cuadro 14-3 las propiedades de distintas variedades de mesones y sus modos de producción y de desaparición. Este cuadro está basado en uno publicado por Bradner. Cuando se emite una partícula invisible la llamamos neutrino con la advertencia de que esto solo significa que la partícula es de pequeña masa y poder ionizante despreciable. Pueden pasar años antes de que tengamos evidencias concluyentes sobre su naturaleza.

CUADRO 14-3. PROPIEDADES DE LOS MESONES

Con ν se indica un neutrino y con γ un fotón. Los períodos corresponden a partículas en el vacío y en reposo. Con *A* se indica un núcleo.

Partícula	*Spin*	*Masa* m_0	*Período (segundos)*	*Productos de desintegración o proceso*
π^+	0	273	$2{,}0 \times 10^{-8}$	$\mu^+ + \nu$
π^-	0 ó 1	273	$2{,}0 \times 10^{-8}$	$\pi^- + A \rightarrow$ estrella (75%)
				$\pi^- + p \rightarrow \begin{cases} \pi^0 + n \\ \gamma + n \end{cases}$
π^0	0	262	$< 5 \times 10^{-14}$	2γ
μ^+	1/2	207	$1{,}5 \times 10^{-6}$	$e^+ + \nu + \nu$
μ^-	1/2	207	$1{,}5 \times 10^{-6}$	$e^- + \nu + \nu$
				$\mu^- + A \rightarrow A' + n + \nu$
V_1^0	?	2210 ±	$(3{,}5 \pm 1{,}2)10^{-10}$	$p + \pi^-$
$V_1^\pm$	?	*Más pesado que el neutrón*	?	$n + \pi^\pm$
$\tau^\pm$	?	970	?	3π's
V_2^0	?	800?	10^{-10}?	$\pi^+ + \pi^-$
$\kappa^\pm$	?	?	Del orden de 10^{-9}	μ^+ y 2 neutros

Producción en laboratorio de mesones pi. En la fig. 14-13 puede verse el dispositivo general para producción de mesones π mediante el bombardeo con partículas cargadas en un ciclotrón. Los protones o partículas alfa inciden sobre un blanco que generalmente es de carbono y tiene 1½ mm de espesor, colocado directamente en una cámara de vacío. La energía de los proyectiles puede ser convenientemente controlada variando el radio al cual el blanco intercepta el haz de partículas aceleradas. Mesones positivos y negativos son arrojados en todas direcciones pero son más numerosos hacia adelante, según las consideraciones simples del impulso. Los positivos y negativos son separados por el campo magnético del mismo ciclotrón. Sus trayectorias tienen radios menores

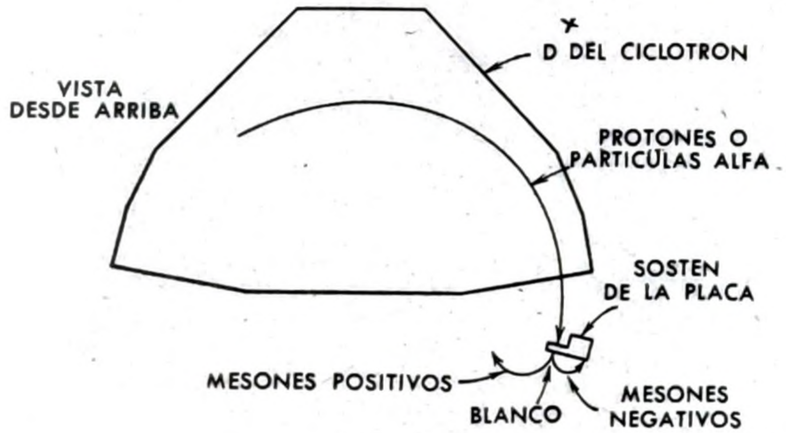


FIG. 14-13. Dispositivo general para la producción de mesones π por bombardeo con partículas cargadas en el sincrociclotrón de Berkeley.

que los de los proyectiles debido a su menor masa, y a que la máxima energía disponible, unos 390 Mev en el caso del ciclotrón de Berkeley, no es suficiente para conferir a los mesones una gran energía cinética. Esto es bastante conveniente porque los mesones pueden ser detectados en placas fotográficas colocadas a unos pocos centímetros del blanco y bien aisladas con cobre, lo que elimina las partículas y radiaciones laterales. Los negativos son más fácilmente estudiados porque son desviados hacia afuera alejándose de los proyectiles más lentos que circulan en el haz del ciclotrón. El número de mesones disponible es 10^8 veces mayor que el número que existe en una experiencia de rayos cósmicos de igual duración. Con un considerable sacrificio de intensidad (aproximadamente 1.000.000 de veces) es posible hacer el bombardeo afuera, con el haz del ciclotrón saliendo de una fina ventana.

La figura 14-14 muestra con más detalle un dispositivo simple para registrar las trazas de mesones negativos de distintas energías. Se emplea un apilado de placas de emulsión nuclear. Los mesones pueden incidir sobre el borde de la emulsión o llegar formando un pequeño ángulo.

Se ha demostrado que los mesones π son también producidos por neutrones y por rayos gamma en el sincrotrón de Berkeley. York, Moyer y Bjorklund investigaron los rayos gamma que emergen de un blanco sobre el cual inciden protones de 345 Mev. La cantidad de esta radiación gamma era demasiado grande como para ser explicada por el *Bremsstrahlung* de los proyectiles, frenados en sus choques con los núcleos del blanco. Se llegó a la conclusión de que *se produce un mesón π neutro que se desintegra emitiendo un par de fotones*. Como estos fotones se originaban en el blanco, era evidente que los mesones neutros debían tener una vida muy corta. Una experiencia decisiva que apoyaba estas conclusiones fue realizada por Panofsky, Aamodt y York. Utilizaron mesones π para bombardear un recipiente que contenía

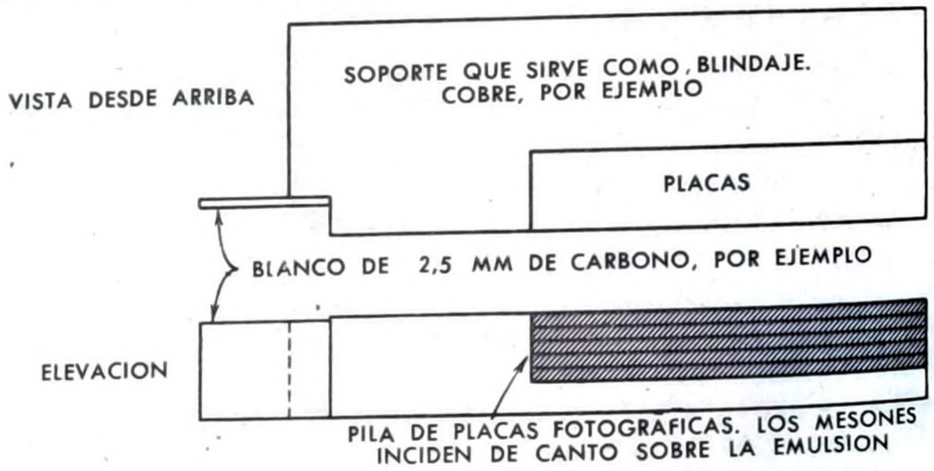


FIG. 14-14. Sostén de placas utilizado para registrar trazas de mesones en el sincrociclotrón de Berkeley (según Bradner).

hidrógeno. Los rayos gamma provenientes de este recipiente eran detectados, y la interpretación era expresada por dos modos de interacción:

$$\pi^- + p \rightarrow \begin{cases} n + \pi^0;\ \pi^0 \rightarrow 2h\nu(70\ \text{Mev}) \\ n + h\nu(140\ \text{Mev}) \end{cases}$$

Estudiando las energías involucradas en el proceso era posible determinar la masa del mesón π^0, que en la actualidad parece ser de $262m_0$.

★ **Multiplicidad en la producción de mesones.** Heisenberg sugirió hace muchos años que cuando dos neucleones chocan con gran energía, debe producirse un grupo de partículas en lugar de una sola partícula. Deberían emitirse simultáneamente muchas partículas mesónicas de manera análoga a una campana que, al ser fuertemente golpeada, emite un sonido con muchos tonos. La determinación de la exactitud de esta hipótesis se considera básica para la construcción de una adecuada teoría de fuerzas nucleares y mesones. Podría pensarse que las fotografías de estrellas en las cuales se producen varios mesones π (fig. 14-2), responderían a esta cuestión. Desgraciadamente la mayoría de las fotografías de este tipo

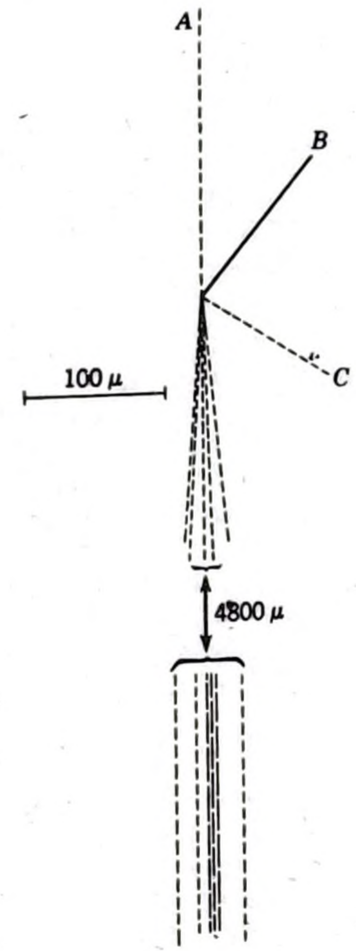


FIG. 14-15. Diagrama de un proceso (descripto por Lord, Fainberg y Schein), que se cree sea una buena comprobación de la producción múltiple de mesones en un choque entre dos nucleones. Un protón de 3×10^4 Bev produce esta estrella. *A*, *B* y *C* son partículas de masa atómica. La característica interesante es el delgado haz de mesones.

no satisface este propósito porque siempre existe la posibilidad de que los mesones sean producidos por encuentros múltiples con varios nucleones del núcleo chocado. Lo que se requiere realmente es un choque de un protón de muy alta energía con hidrógeno en una cámara de niebla pero, aún en este caso, siempre hay presentes núcleos más pesados que producen vapor. En ausencia de tal fotografía los investigadores se han dedicado a la búsqueda de procesos excepcionales en las placas fotográficas. La idea es que en la producción por choque múltiple los mesones emergen cubriendo un amplio rango de ángulos. Por otra parte, la producción de varios por un choque con un solo nucleón conduciría a la emisión de un haz muy angosto de mesones cuando la energía del rayo primario es suficientemente grande. Un número considerable de procesos del tipo general esperado ya ha sido descrito. Lord, Fainberg y Schein han publicado un caso que ellos creen es una buena comprobación de la producción mútiple. Un protón cuya energía es de 3×10^4 Bev atraviesa una pila de placas fotográficas. La figura 14-15 es su reconstrucción del proceso. Se produce un fino haz de trazas contenido en un cono cuya abertura es del orden de 0,2°. Cerca del núcleo chocado este haz aparece como una sola traza. Más lejos se abre hasta que se pueden distinguir las trazas individuales.

★ En fotografías de haces angostos se observa a veces que se producen cerca del núcleo chocado pares de positrón-electrón de alta energía. Aún no está claro si son debidos a la desintegración de mesones neutros o a la producción directa de rayos gamma en el choque. Probablemente ambas causas son posibles pero es difícil decidirse entre ellas. El interés de este fenómeno reside en su relación con el origen de lluvias electrónicas de gran energía y extensión espacial (pág. 501).

Comportamiento de los mesones pi cargados en la atmósfera y en las placas fotográficas. La vida de un mesón π cargado, positivo o negativo, es del orden de 2×10^{-8} seg. En este tiempo la partícula no puede moverse más que unos 6 m. Sin embargo si nace con gran energía, digamos 3 Bev, el período será 20 veces mayor que el período en reposo. Aún entonces el mesón se desintegra con un libre camino de solo 120 m. Si la sección eficaz de este mesón para producción de una estrella llegara a ser de 1 barn, la probabilidad de un choque nuclear efectivo en una trayectoria de 120 metros sería completamente despreciable a una profundidad atmosférica del orden de 20 g/cm² donde transcurre la mayor parte de estos procesos. Por esta razón se acepta generalmente que el destino normal de los mesones π *en la alta atmósfera*

es la desintegración en un mesón μ del mismo signo y una partícula neutra.

Por otra parte, los choques con núcleos son observados en cantidades considerables en la densa materia de las placas fotográficas. A veces la ruptura del núcleo es prácticamente completa. Por ejemplo, un núcleo de carbono puede dar origen a cuatro protones y a una partícula alfa; dichas partículas son identificadas por las densidades de sus trazas. Los cuatro neutrones, por supuesto, no dejan traza visible.

Debemos notar cuidadosamente la diferencia de comportamiento entre las variedades más y menos de mesones. Los mesones π positivos son repelidos por los núcleos. En consecuencia, prácticamente todos ellos se desintegran dentro de la emulsión, tal como lo hacen en la alta atmósfera; pero Adelman y Jones hallaron que en una emulsión, ¾ de los mesones π negativos producen estrellas mientras el ¼ restante interactúa presumiblemente con un núcleo emitiendo un neutrón. La razón original de esta última creencia es que las investigaciones fueron hechas para casos en los cuales los mesones π negativos se desintegraban en la emulsión. Se encuentran muy pocos. Esto es razonable porque el tiempo requerido para el frenado y absorción por un núcleo de la emulsión es muy pequeño comparado con el período. Recientemente Sard y otros han detectado los neutrones emitidos.

El hecho de que los mesones π negativos interactúan con los núcleos tan efectivamente es la base principal de la opinión enunciada en la pág. 427 de que un campo asociado con los mesones π es el medio principal de interacción entre nucleones; que es el "soporte" de las fuerzas nucleares.

Desintegración pi-mu. Un interesante problema relacionado con la desintegración de mesones π negativos en los extremos de sus trazas es determinar la masa m del ente neutro emitido. Tenemos la ecuación de masas

$$m_\pi = m_\mu + T/c^2 + m_\nu + T'/c^2 \qquad (9)$$

donde T es la energía cinética del mesón μ y T' la del cuerpo neutro. T puede determinarse muy precisamente a partir del alcance del mesón μ en la emulsión, que es aproximadamente 600 micrones, cuando el mesón π está sustancialmente en reposo en el momento de la desintegración. El valor actualmente aceptado de T es 4,12 Mev. La ecuación anterior puede ser reescrita en la forma

$$\frac{m_\nu}{m_\mu} = \frac{m_\pi}{m_\mu} - 1 - \frac{T/c^2}{m_\mu} - \frac{T'/c^2}{m_\mu} \qquad (10)$$

La energía cinética de la partícula neutra invisible puede expresarse en función de $m_\nu/m_\mu, m_\mu$ y T usando el hecho de que el impulso de la partícula neutra es igual y opuesto al del mesón μ. Además, el valor corriente de m_π/m_μ es 1,321 ± 0,002, según Smith, Birnbaum y Barkas. Tenemos finalmente una ecuación que contiene solo m_ν/m_μ a más de cantidades conocidas. Sustituyendo los valores conocidos y teniendo en cuenta los límites de error se halla que la masa de la partícula neutra está entre 0 y 25 masas electrónicas. Por ello no podemos decidir si es un neutrino o no.

Procesos de los mesones mu. Recordamos al lector que los mesones μ positivos se desintegran emitiendo un positrón y dos (o más) partículas neutras. Originalmente el único medio de medir su período era determinando su absorción en una larga trayectoria en la atmósfera y en una trayectoria en material sólido que contuviese el mismo número de gramos por centímetro cuadrado. Cuidadosas experiencias de este tipo fueron realizadas por W. M. Nielsen y sus colaboradores. En las mismas encontraron, como era de esperar, que la absorción en la trayectoria atmosférica era mayor ya que en este caso el efecto de desintegración es sobrepasado, en la eliminación de mesones, por procesos de choque. Originalmente era difícil confirmar la desintegración del mesón μ observando los positrones de desintegración en la cámara de niebla. En 1940 E. J. Williams y G. E. Roberts finalmente observaron un solo positrón en el extremo de la traza de un mesón. En la fig. 14-4 se muestra un proceso similar fotografiado por Thompson. Los procesos de este tipo siguieron siendo muy escasos hasta que el uso de emulsiones sensibles a los electrones dio una base distinta al asunto.

★ Rasetti (1941) halló otro ingenioso método para estudiar el período de los mesones μ. La figura 14-16 ilustra el principio, aunque no el dispositivo actual que es más complejo. Los contadores indicados con *A* detectan el pasaje de mesones, algunos de los cuales quedan en el bloque *B*. Tales procesos son seleccionados por los contadores de anticoincidencia *C*. Los electrones de desintegración (que tienen una alta energía promedio, 35-40 Mev) son emitidos unos pocos microsegundos después. Algunos de ellos operan los contadores *D*. Sin embargo los pulsos provenientes de los contadores *A* están sujetos a un retardo controlable antes de combinarse con los que vienen de *D*, en un circuito de coincidencia. El número de coincidencias disminuye cuando este retraso se hace más grande. El período obtenido con un absorbente de hierro, 2,2 ± 1,0 μ seg, era algo mayor que

el valor aceptado en la actualidad para mesones positivos, $1{,}5 \times 10^{-6}$ seg. Tomonaga y Araki sugirieron, en 1940, que los mesones positivos y negativos deberían comportarse en forma distinta después de llegar al reposo en la materia densa, pero su hipótesis no fue totalmente verificada hasta 1945, cuando Conversi, Pancini y Piccioni separaron mesones positivos y negativos mediante un campo magnético y midieron individualmente sus desintegraciones, con los siguientes resultados:

En carbono ($Z = 6$): se desintegran los positivos y los negativos.

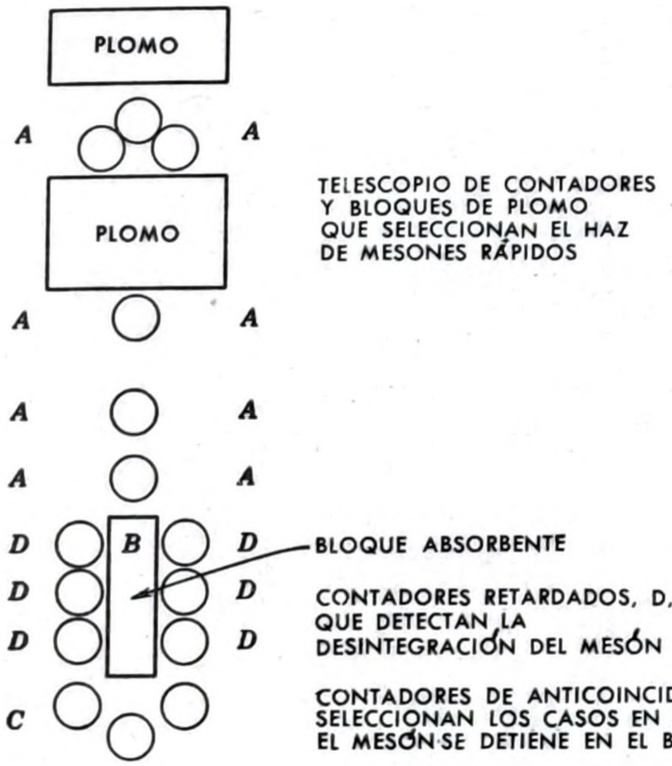


FIG. 14-16. Diagrama simplificado del dispositivo de Rasetti para detectar la desintegración de los mesones μ.

Evidentemente esto significa que en hierro, debido a la mayor carga del núcleo, los negativos son capturados antes de desintegrarse. Para algún elemento cuyo Z esté comprendido entre 6 y 26, las desintegraciones y las absorciones nucleares deberían ser parejas. Es decir, que el período obser-

vado en tal elemento tendría que ser menor de $1{,}5 \times 10^{-6}$ seg. Una curva obtenida por Valley y Rossi para el aluminio (fig. 14-17) basta para definir la discusión. Wheeler ha desarrollado el modelo detallado. Los mesones negativos son capturados en órbitas de Bohr muy pequeñas por el núcleo desde donde pueden desintegrarse o ser capturados en el núcleo. La fracción así capturada es proporcional a Z^4, según sus cálculos, y los resultados experimentales sobre variación del período efectivo con Z están de acuerdo con esta

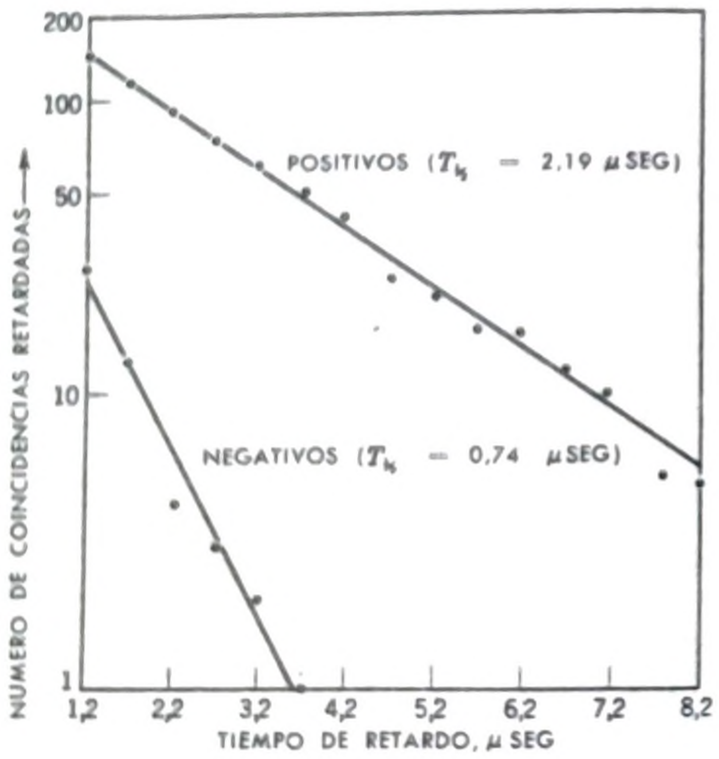


FIG. 14-17. Curvas de desintegración para mesones μ positivos y negativos en aluminio. Cuanto mayor es la pendiente más corto es el período. El número observado después de un retardo de t seg es evidentemente proporcional a $\exp(-t/T)$, siendo T la vida *promedio*. En la pág. 307 establecimos que el período es aproximadamente 0,7 veces mayor que la vida promedio. (Según datos de Valley y Rossi.)

regla. ¿Qué sucede cuando los mesones μ entran en el núcleo? Se sabe lo siguiente:

1. No son emitidas partículas cargadas en números apreciables.

2. No se emiten rayos gamma de alta energía.

3. Según Sard y sus colaboradores, se emite aproximadamente un neutrón por absorción nuclear. Esto sugiere que el proceso usual es

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu$$

Si así fuera la energía de retroceso del neutrón debería ser una pequeña fracción de la energía total perdida. Serían interesantes las experiencias sobre energía de estos neutrones.

7. Otras partículas inestables

Durante muchos años, se han registrado partículas cuyas masas iban desde 10 hasta 1.000 masas electrónicas en las fotografías de rayos cósmicos. Muchos de los casos eran sin lugar a duda mesones π ó μ cuyas trazas eran difícilmente dispersadas o desviadas. En una época se aceptaba generalmente que los mesones tienen un espectro continuo de masas. Es aún posible que una fracción limitada de los mesones formen tal espectro. Alichanian, Alikhanov y Weissenberg interpretaron sus observaciones de este modo, y llamaron varitrones a sus partículas.

Sin embargo se ha comprobado la producción de varias especies inestables de masa definida, más pesadas que los mesones π. Dos casos de especial interés fueron registrados por Rochester y Butler en 1947. Estos investigadores hallaron una traza ahorquillada, asociada con una gran lluvia, que parecía ser debida a la desintegración de una partícula neutra en dos partículas cargadas. Las observaciones indicaban que la masa de la partícula neutra era de unos 1.100 m_0. En el otro caso una traza era aparentemente desviada en un ángulo de unos 20° en el gas. La ausencia de una traza que mostrara la presencia de un compañero que retrocediera se interpretó como la desintegración de una partícula cargada, que producía una partícula cargada y una o más neutras. La fotografía que muestra ambos casos, así como algunos otros, puede verse en el apéndice 9, ref. 84. Los entes que se desintegraban fueron llamados partículas V debido a la V formada por las trazas en la cámara de niebla. Las interpretaciones formuladas por Rochester son las siguientes:

1. $V_1^0 = p + \pi^-$.
2. $V_2 =$ un mesón π (o un mesón μ) y una o más partículas neutras.

Muchos investigadores han comprobado estas predicciones. En la actualidad parece que existen tres grupos funda-

mentales de partículas inestables. En una reunión internacional de físicos de rayos cósmicos se propuso que se designaran de la siguiente manera:

Mesones livianos L. Pi, mu y muchos otros que pueden encontrarse en el mismo rango de masas.

Mesones pesados K. Partículas más pesadas que los mesones pi y más livianas que el protón, tales como los mesones tau, mesones kappa y partículas V_2^0.

Hiperones Y. Partículas cuyas masas son intermedias entre las del protón y del deuterón.

En 1953 fueron producidas partículas V_1^0 artificialmente mediante el cosmotrón de Brookhaven. Fowler, Shutt, Thorndike y Whittemore demostraron que las partículas V_1^0 se forman cuando neutrones, cuyas energías llegan hasta 2,2 Bev, inciden sobre materiales en la proximidad de una cámara de niebla; también se encuentran cuando los mesones π negativos de 1,5 Bev pasan a través de hidrógeno.

A partir del último resultado la secuencia de hechos que conduce a la creación y desintegración de partículas V_1^0 resulta clara. El primer proceso es

$$\pi^- + p + T_1 = V_1^0 + \text{Otra partícula neutra} + T_2$$

donde T_1 y T_2 indican las energías cinéticas. La naturaleza y masa de la segunda partícula neutra aún no ha podido ser determinada pero debe estar presente para equilibrar el impulso. El proceso de desintegración es

$$V_1^0 = p + \pi^- + 35 \text{ ta } 40 \text{ Mev}$$

A partir de esta ecuación hallamos que la masa de V_1^0 es $(2.185 \pm 5)m_0$. La combinación formada por el protón y el mesón π primario se comporta como si fuera un núcleo compuesto. Notamos que la energía total del mesón primario no es suficiente en estas experiencias para dar la masa total de la partícula V.

Análogamente Lal, Pal y Peters, entre otros, hallaron partículas V cargadas cuya desintegración se cree produce un neutrón y un mesón π.

Respecto del grupo K de mesones pesados, cuyas masas son del orden de $1.000m_0$, no está claro si hay un tipo de partícula con diferentes cargas y distintos modos de desintegración o varios tipos de partículas diferentes, algunos de los cuales pueden desintegrarse de varias maneras. Sólo mencionaremos algunos puntos:

1. El mesón τ cargado se desintegra en 3 mesones π (fig. 14-18). Este proceso de desintegración está bien de-

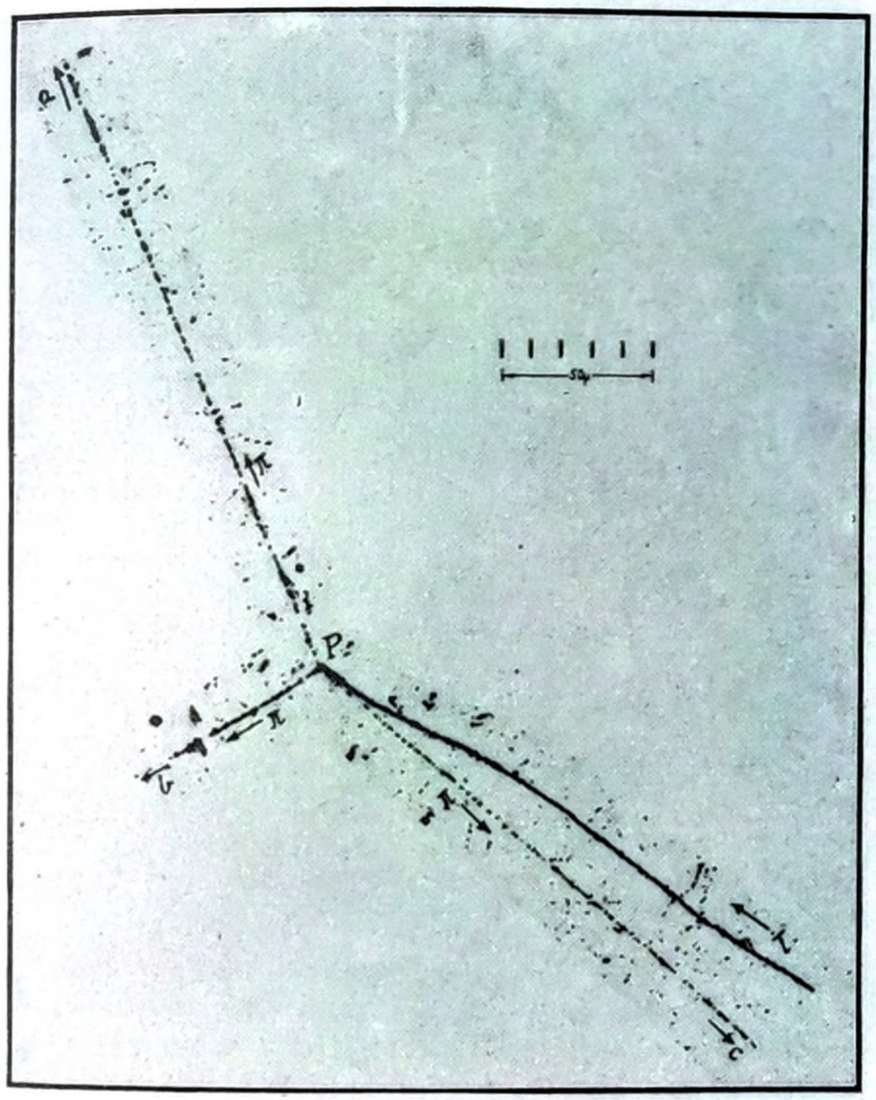


FIG. 14-18. Desintegración de un mesón τ cargado en tres mesones π. La longitud total de la escala es de 50 micrones. (Gentileza de C. F. Powell.)

terminado, y la masa del mesón τ es con certeza próxima a $970m_0$.

2. Otro proceso bien establecido es

$$V_2^0 = \pi^+ + \pi^- + \text{Una partícula neutra}$$

3. Existen también partículas cargadas, llamadas mesones $\varkappa$ por O'Ceallaigh, que probablemente se desintegran dando un mesón μ y dos partículas neutras. La figura 14-19 es un ejemplo cedido por C. F. Powell.

Los hiperones y mesones κ se encuentran a menudo cerca de las explosiones nucleares, tanto en la cámara de niebla como en placas nucleares. Si el período es tal que la desintegración de las partículas se producen dentro de la cámara (o la emulsión), entonces la probabilidad de observarlas ex-

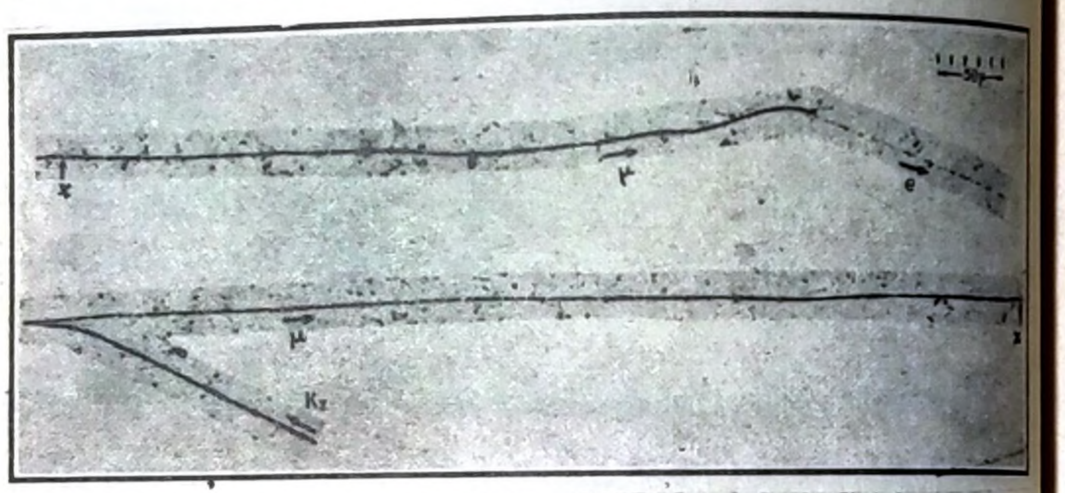


FIG. 14-19. Desintegración de un meson κ. Las dos partículas de desintegración neutras, por supuesto, no dejan trazas visibles. En este caso el mesón μ permanece en la emulsión hasta que también se desintegra. La longitud total de la escala es de 50 micrones.. (Gentileza de C. F. Powell.)

perimentalmente es alta. Las partículas que son productos de desintegración de otras de muy corto período aparecerán próximas a los puntos de origen de sus madres; aquellas que provienen de madres cuya vida es relativamente larga se originarán fuera de la cámara de niebla o la emulsión, y por ello puede ser que aún no hayan sido reconocidas. Es muy posible que se descubran muchas otras partículas inestables.

Es natural esperar que se hallen protones negativos producidos por desintegraciones nucleares de alta energía. Schein cree haber observado una traza de tal partícula.

8. Lluvias

Los fenómenos de lluvias, hermosos y espectaculares, han sido un estímulo así como una complicación en el trabajo con rayos cósmicos. Consideramos primero las lluvias electrónicas. La figura 14-20 muestra la producción y crecimiento de este tipo de lluvia en una cámara de niebla, mientras la fig. 14-21 ilustra el proceso de multiplicación cuando un electrón o un positrón inicia la cadena. Se puede obtener

una descripción bastante buena de las lluvias electrónicas considerando solo dos procesos: producción de fotones por pérdida radiativa y producción de pares por fotones. Poca diferencia existe si la lluvia es iniciada por un fotón o por un electrón, debido a la aproximada igualdad de las pérdidas

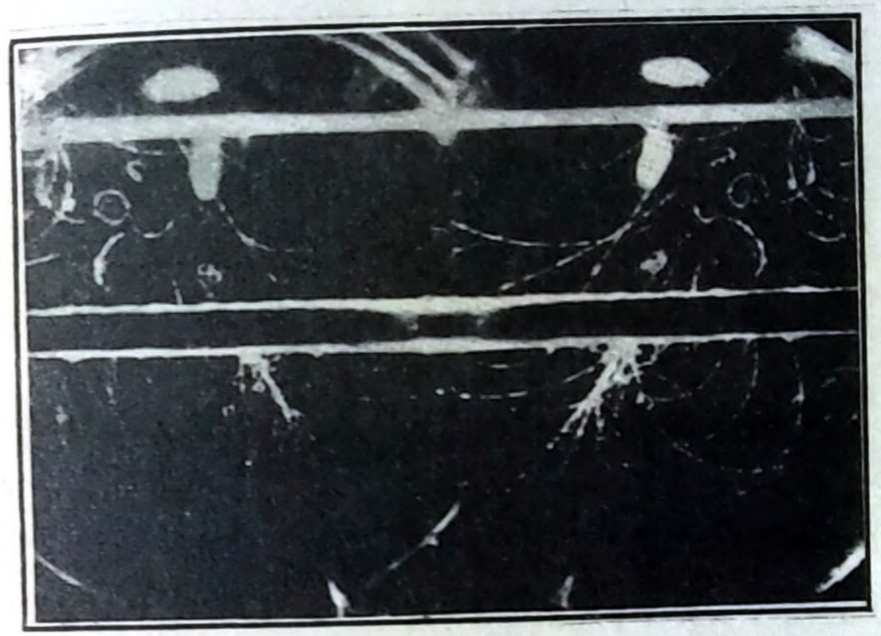


FIG. 14-20. Producción de una lluvia de electrones en una cámara de nicbla por una partícula no ionizante. (Según Anderson, Millikan, Neddermeyer y Pickering.) La exposición de la izquierda es una fotografía directa; la otra es una reflexión para uso estereoscópico. Las trazas de la parte superior son porciones de una lluvia que se origina fuera de la cámara. En la placa inferior de plomo se origina una lluvia de 7 partículas positivas y 15 negativas.

de energía por centímetro en ambos procesos, discutida en la sección 4. Naturalmente, esta simple descripción falla cuando la energía se ha subdividido tanto que el electrón promedio de la lluvia tiene una pérdida por ionización mayor que su pérdida radiativa, y cuando el fotón promedio tiene una probabilidad apreciable de perder energía en un proceso Compton. Vemos en la fig. 14-8 que la pérdida por ionización es bastante mayor que la pérdida radiativa a una energía del orden de 10^7 ev. A esta energía efectivamente ha cesado la multiplicación, y a partir de este punto, el número de partículas y fotones disminuye. Esquematizaremos algunos de los hechos más significativos.

1. Es una característica general de los choques a alta energía que la mayoría de los secundarios son arrojados hacia adelante, aproximadamente en la misma dirección que la partícula que los produjo. Esto puede comprenderse suponiendo

que nos movemos con el centro de gravedad de dos partículas que chocan (pág. 343). En este sistema de referencia los productos de choque se mueven en direcciones opuestas. Entonces podemos preguntarnos: ¿cómo estarán cuando retornemos a un sistema de ejes en reposo en el laboratorio?

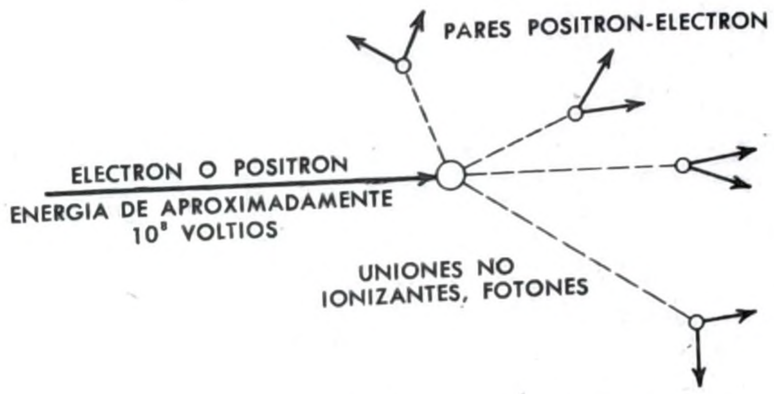


FIG. 14-21. Producción de una lluvia.

2. W. M. Nielsen y K. Z. Morgan han demostrado que el número de lluvias producidas en placas que tienen el mismo número de núcleos por centímetro cuadrado es proporcional al cuadrado del número atómico del material. Este hecho concuerda con lo predicho por las fórmulas de pérdida radiativa y producción de pares de la pág. 477.

3. Se conoce bien la estructura y desarrollo de lluvias electrónicas. En este campo Molière, Arley y Roberg y Nordheim han hecho contribuciones esenciales.

4. La palabra "penetrante" se usa para describir lluvias cuyos efectos son principalmente debidos a mesones. En la figura 14-1 mostramos la producción de varios mesones en una estrella. Evidentemente cuando la energía de estas partículas es suficiente pueden producir estrellas adicionales. Estas, a su vez, pueden producir nucleones rápidos capaces de originar más mesones. Esta alternación de generaciones hace el proceso análogo al juego de electrones y fotones en una lluvia electrónica.

5. Debemos decir algunas palabras sobre las extensas lluvias aéreas descubiertas por Auger, Maze y Grivet-Meyer en 1938. Para explorar la extensión lateral de las lluvias estos experimentadores separaron horizontalmente los contadores de un par de coincidencias. A medida que el proceso avanzaba el número de coincidencias disminuía, pero no se llegaba al fondo hasta que la distancia era de 5 m. Se llegó a la conclusión de que se estaban observando lluvias de 1.000 rayos

diseminados en 20 m². Experiencias posteriores demostraron que ocasionalmente, la dimensión lateral puede ser de cientos de metros. Si tal proceso, que contiene posiblemente de 10^4 a 10^6 partículas, se debe a un solo primario, este primario debe tener una energía del orden de 10^{13} a 10^{16} ev, según el entusiasmo del estimador. En realidad se cree generalmente que estos procesos se deben principalmente a primarios simples más que a un número que se mueve en conjunto. Mediante el estudio de las estrellas que producen se han detectado protones aislados con una energía de más de 10^{13} ev. No es irrazonable suponer que las investigaciones futuras den valores aún más altos. Las lluvias grandes son, en general, mixtas. Al nivel del suelo las partículas constituyentes parecen principalmente electrones, quizás unos 50 por cada partícula ionizante pesada, según Cocconi y Greisen. Aunque ya en 1941 se efectuaron algunas experiencias con globos para investigar las grandes lluvias, es evidentemente difícil seguirlas hasta su punto de partida.

9. Distribución geográfica y en profundidad de los rayos cósmicos

El efecto de latitud. En 1927 Clay llevó un electroscopio a bordo de un barco desde Holanda hasta Java y halló una pequeña disminución en la radiación cósmica en el viaje. Este hecho podía explicarse suponiendo que una parte de los primarios experimenta una curvatura significativa debida al campo magnético terrestre. En 1931-1935 A. H. Compton efectuó un extenso examen de intensidades de rayos cósmicos incluyendo observaciones en alta montaña y en globos estratosféricos. Progresivamente fueron descubiertos efectos mayores que los hallados por Clay. Es conveniente discutir la física de estos procesos antes de considerar los hechos experimentales.

El lector recordará que el campo magnético de la tierra es esencialmente el de un dipolo, que disminuye proporcionalmente a la inversa del cubo de la distancia, de manera que una gran parte de la curvatura de los primarios que llegan debe efectuarse a algunos miles de millas de la superficie terrestre. Este hecho puede apreciarse en la fig. 14-22. Por otra parte, la curvatura de un primario típico dentro de la atmósfera es relativamente insignificante. El radio de la trayectoria para un protón de 6 Bev es aproximadamente 600 km.

Hace muchos años Störmer estudió las trayectorias seguidas por partículas cargadas cerca de la tierra para poder explicar la aurora boreal. En general las trayectorias son espirales muy complicadas, pero es fácil describir la naturaleza general del fenómeno considerando casos simples. Un protón que se dirige en línea recta hacia el polo magnético terrestre desde el cenit no será desviado, pero uno que llegue al plano del ecuador sufrirá una gran fuerza deflectora y, si está simplemente cargado, no podrá llegar a la atmósfera a menos que su energía sea superior a los 14 Bev. Para que un protón de esta energía llegue a la superficie terrestre (suponiendo ausencia de atmósfera, por el momento) debe seguir la trayectoria indicada en la fig. 14-22. Tal partícula

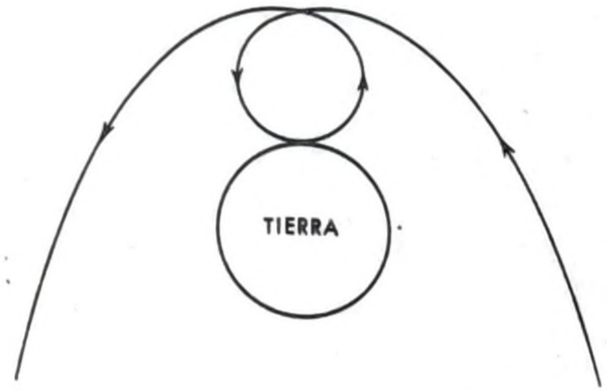


FIG. 14-22. Trayectoria de un protón que se mueve en el plano del ecuador magnético terrestre (según W. F. G. Swann). Estamos mirando al polo geográfico sur, de manera que las líneas de fuerza que están fuera de la tierra van hacia el papel. Esta partícula posee la mínima cantidad de energía necesaria para llegar a la tierra en el plano ecuatorial, si no hubiera atmósfera. Un protón de la misma energía que viene de otra dirección no llega hasta la tierra.

proviene del horizonte *oeste*. Una partícula negativa de la misma masa y energía tendría que venir del este. Los protones de mayor energía podrán llegar en direcciones que llenen un cierto cono (no circular), cerca del horizonte oeste, cuya abertura aumenta a medida que la energía aumenta. Finalmente aquellas partículas, cuya energía está por arriba de un valor definido, podrán llegar en cualquier dirección. Para cualquier otra latitud la situación es similar, pero los límites de energía son menores; existe un límite inferior de energía por debajo del cual una partícula no puede llegar; un rango medio donde ciertas direcciones de llegada a la superficie son posibles y un límite superior por encima del cual todas las direcciones son posibles.

Podemos enunciar estos resultados de otro modo. Consideremos partículas de una energía dada, provenientes de modo uniforme de todas direcciones. Lemaitre y Vallarta demostraron que desde el polo magnético hasta una cierta latitud geomagnética límite llegan a la atmósfera en todas direcciones, pero debajo de dicha latitud existen direcciones de aproximación —que llenan el llamado cono de sombras— que son prohibidas, y la intensidad disminuye. Por supuesto, si la energía es mayor, la latitud a la cual comienza la disminución es menor y, para energías suficientemente altas, mayores que 20 Bev, la intensidad debería permanecer constante desde el polo al ecuador.

★ Al interpretar el resumen de resultados experimentales obtenidos al nivel del mar, dado en la fig. 14-23, debe recordarse que estamos considerando partículas que cubren un amplio rango de energías. La intensidad aumenta del 15 al 20 % al pasar del ecuador magnético a una latitud magnética de 50° N y luego permanece aproximadamente constante hasta el polo magnético. La teoría de Lemaitre-Vallarta explica bastante bien esta curva. A 50° N el campo terrestre comienza a bloquear las partículas simplemente cargadas cuya energía sea menor que 3 Bev. A cualquier otra latitud mayor, digamos 55°, también llegan a la atmósfera partículas

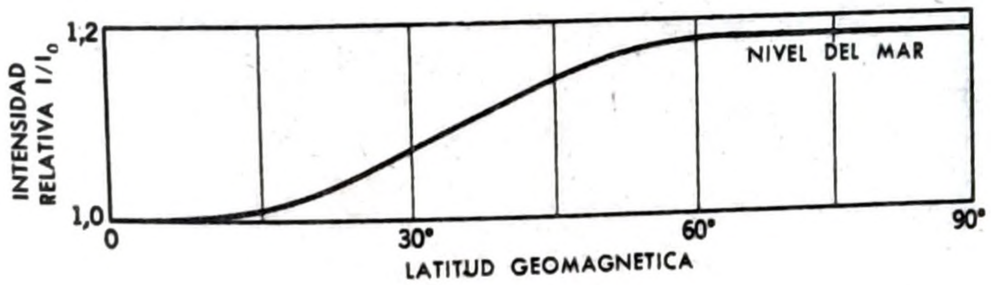


FIG. 14-23. Dependencia de la intensidad de rayos cósmicos respecto de la latitud magnética, al nivel del mar. (Dibujada a partir de datos recopilados por A. H. Compton.)

más lentas. Si parte de su progenie atravesara la atmósfera, su efecto se sumaría al de las partículas más rápidas y la ionización a 55° al nivel del mar sería mayor que a 50°. Esto no es cierto y por ello concluimos en que, en *promedio*, una partícula simplemente cargada debe tener una energía de por lo menos 3 Bev para que sus secundarios lleguen al nivel del suelo. En la pág. 462 hemos notado que un protón que desciende *verticalmente* pierde 1,4 Bev al atravesar la atmósfera.

★ **Efecto de latitud a alturas de cohetes.** Las pérdidas en trayectorias oblicuas complican el esquema. Es mucho más instructivo considerar condiciones en la parte superior de la atmósfera. La fig. 14-24 ha sido obtenida mediante las experiencias con cohetes de Van Allen y Singer sobre la intensidad vertical de los primarios fuera de la atmósfera, y trabajos afines con globos de Pomerantz y Winckler y colaboradores. La fig. 14-25 da una idea de los instrumentos utilizados. En la fig. 14-24 la ordenada es una medida del número de rayos cuyas energías son más que suficientes para entrar verticalmente en el lugar de observación. La abscisa exige una explicación. En la pág. 476 hemos visto que $HR = pc/Ze$. Es en realidad HR el factor que determina si una partícula es admitida o rechazada por el campo, independientemente de la carga que lleva; y el valor crítico de HR varía con la latitud. Como más o menos la mitad de los nucleones que llegan están unidos a núcleos compuestos, diferentes valores de energía corresponden a un solo valor de HR. No podemos usar la energía como abscisa, de manera que emplearemos una cantidad proporcional a HR. Para que resulten convenientes las magnitudes, pc/Ze se da en Bev. Entonces la

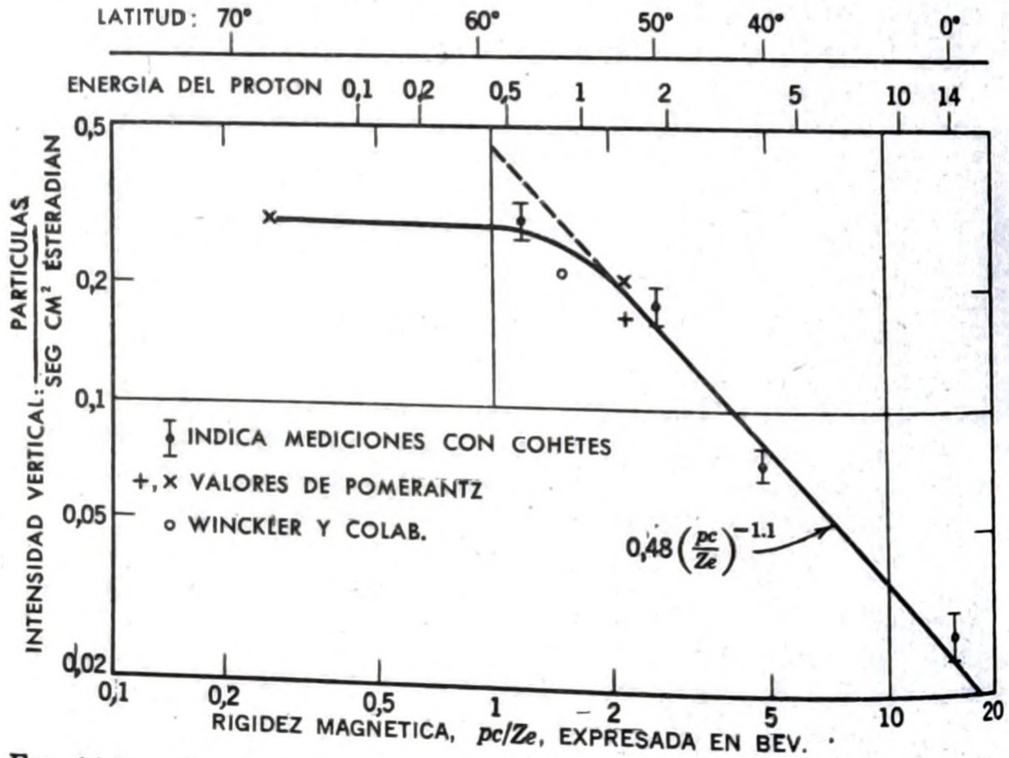
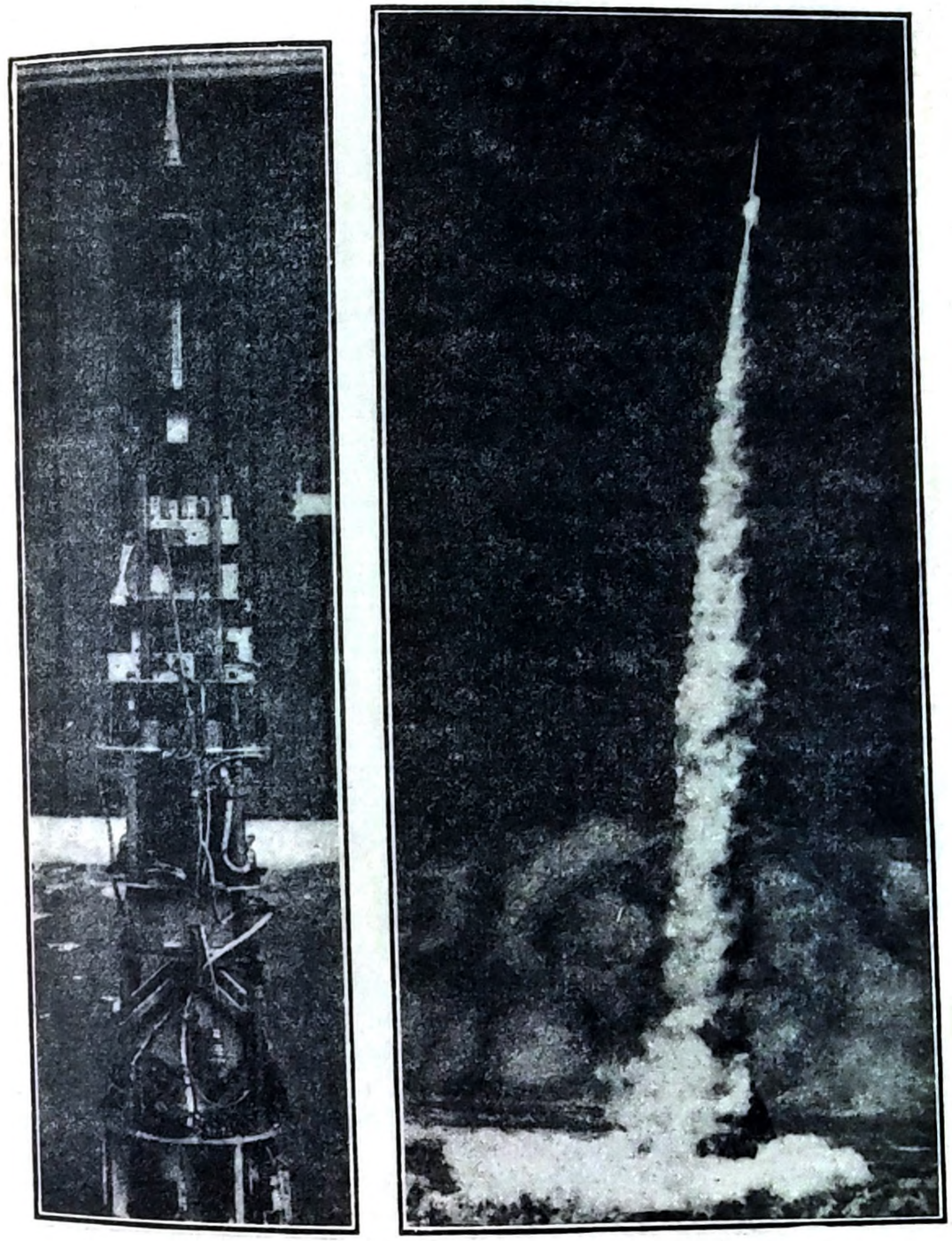


FIG. 14-24. Intensidad vertical fuera de la atmósfera en función del valor de HR que permite la entrada vertical. Se incluyen escalas que muestran la correspondiente energía del protón y la latitud magnética. (Según Van Allen y Singer.)



14-25*a* 14-25*b*

FIG. 14-25. *a*) Instrumentos para medir la asimetría azimutal de los rayos cósmicos primarios sobre la atmósfera, en un cohete Aerobee. *b*) El Aerobee en camino, marzo de 1948. (Gentileza del Laboratorio de Física Aplicada de la Universidad de Johns Hopkins, y de J. A. Van Allen.)

abscisa resulta $(300/10^9)HR$, llamada rigidez magnética. Para protones de muy alta energía, la rigidez magnética es prácticamente igual a la energía del protón en Bev, pero a energías menores no son iguales, de manera que incluimos una escala, con las correspondientes energías del protón, en el extremo superior de la fig. 14-24.

★ Esta figura demuestra claramente que, a bajas latitudes magnéticas, una gran mayoría de los primarios disponibles fuera del dominio efectivo del campo terrestre es interceptada. Si la teoría es correcta también demuestra que no puede ser neutra una fracción apreciable de los primarios. Si pudiéramos despreciar los rayos dispersados hacia arriba desde la atmósfera al cohete, la curva daría directamente la fracción de los rayos $F(HR)$ que tienen una rigidez mayor que cualquier abscisa particular. La ecuación de la parte recta descendente es:

$$F = 0{,}48\ V^{-1{,}1} \text{ partículas por seg por cm}^2 \text{ por unidad de ángulo sólido}$$

Este valor no concuerda con las fórmulas anteriores, ampliamente citadas aunque no tan bien determinadas, que predicen una caída más pronunciada, proporcional a V^{-2}. Resumiendo, es probable que la caída sea más pronunciada más allá del límite superior de la región explorada por Van Allen y Singer, de manera que el rango de rigideces responsable de la mayoría de los efectos de rayos cósmicos no tiene más que una década de ancho. En realidad, los estudios de la energía total disipada por los rayos cósmicos en la atmósfera y del número de primarios indican que la energía promedio de un primario es del orden de 7 Bev a una latitud magnética de unos 50°.

★ **El efecto este-oeste.** Si se coloca una serie de contadores alineados de manera que primero reciban los rayos desde una dirección al oeste del cenit y luego desde una dirección simétrica al este del cenit, la intensidad medida en la primer dirección es mayor que la medida en la segunda dirección. T. H. Johnson investigó activamente este efecto en la Fundación Bartol. Generalmente se introducía plomo entre los contadores para eliminar el efecto de secundarios de baja energía. El efecto este-oeste es pequeño al nivel del mar en Estados Unidos pero aumenta a medida que uno se acerca al ecuador magnético o va a mayores alturas. La diferencia entre las intensidades oeste y este sobre altas montañas tropicales es de 10 a 15 % del promedio. La explicación es que, para partículas de ciertas energías intermedias, el cono de sombras está al este para las positivas y al oeste para las negativas.

Distribución en profundidad. En vista de las distintas direcciones de llegada de los primarios y de la copiosa producción de lluvias, la disminución de cualquier tipo particular de proceso no resulta exponencial cuando se la representa en función de la masa de aire por centímetro cuadrado que está por arriba, a medida que descendemos en la atmósfera. Es posible superar estas complicaciones de dos maneras. Primero, el uso de contadores telescópicos es un expediente sumamente útil para seleccionar la componente vertical de los constituyentes más duros. Hemos mencionado la pequeña desviación que sufren estos constituyentes debido al campo terrestre al atravesar la atmósfera. Otro factor es la tendencia general de las partículas muy rápidas a arrojar hacia adelante sus secundarios.

En segundo lugar, si hacemos la hipótesis aproximativa de que las partículas que se mueven *en una dirección dada* son exponencialmente absorbidas, es posible determinar un coeficiente de absorción efectiva para cualquier parte limitada de una curva de intensidad vertical versus profundidad tal como la de la fig. 14-26. Esta adaptación de una figura publicada por Rossi resume los resultados de un gran número de investigadores y provee mucha información. Consideraremos los puntos principales.

1. El máximo de la componente blanda a grandes alturas muestra que esta componente es generada por los primarios y sus secundarios mesónicos energéticos. La generación de la componente blanda aumenta a medida que las partículas productoras encuentran aire de densidad creciente. El hecho de que el máximo se produzca a 13 km, o sea 8 millas, demuestra que los productores tienen un espesor de absorción relativamente pequeño.

2. Hemos mencionado que la componente dura consta fundamentalmente de mesones mu al nivel del mar y bajas alturas; existen también algunos protones al nivel del mar. Las observaciones de Pomerantz demuestran que no se produce un máximo en la intensidad registrada detrás de 6 cm de Pb o más hasta una profundidad atmosférica de 13 g/cm². Las razones explícitas que expliquen este hecho no son aún claras. Podemos estar seguros que la parte de mesones μ de la componente dura tendrá un máximo a alguna profundidad atmosférica, ya que estas partículas de vida corta no pueden provenir del espacio exterior.

3. Debe notarse que la componente blanda cae más rápidamente que la dura a medida que descendemos desde una altura de unos 12 km, o una profundidad atmosférica de 200

g/cm². A pesar de ello, el espesor de absorción de la parte blanda es *demasiado alto* para admitir una explicación basada en las conocidas propiedades de absorción de sus electrones y fotones. La interpretación de este proceso es un poco complicada. La componente blanda es producida durante todo el

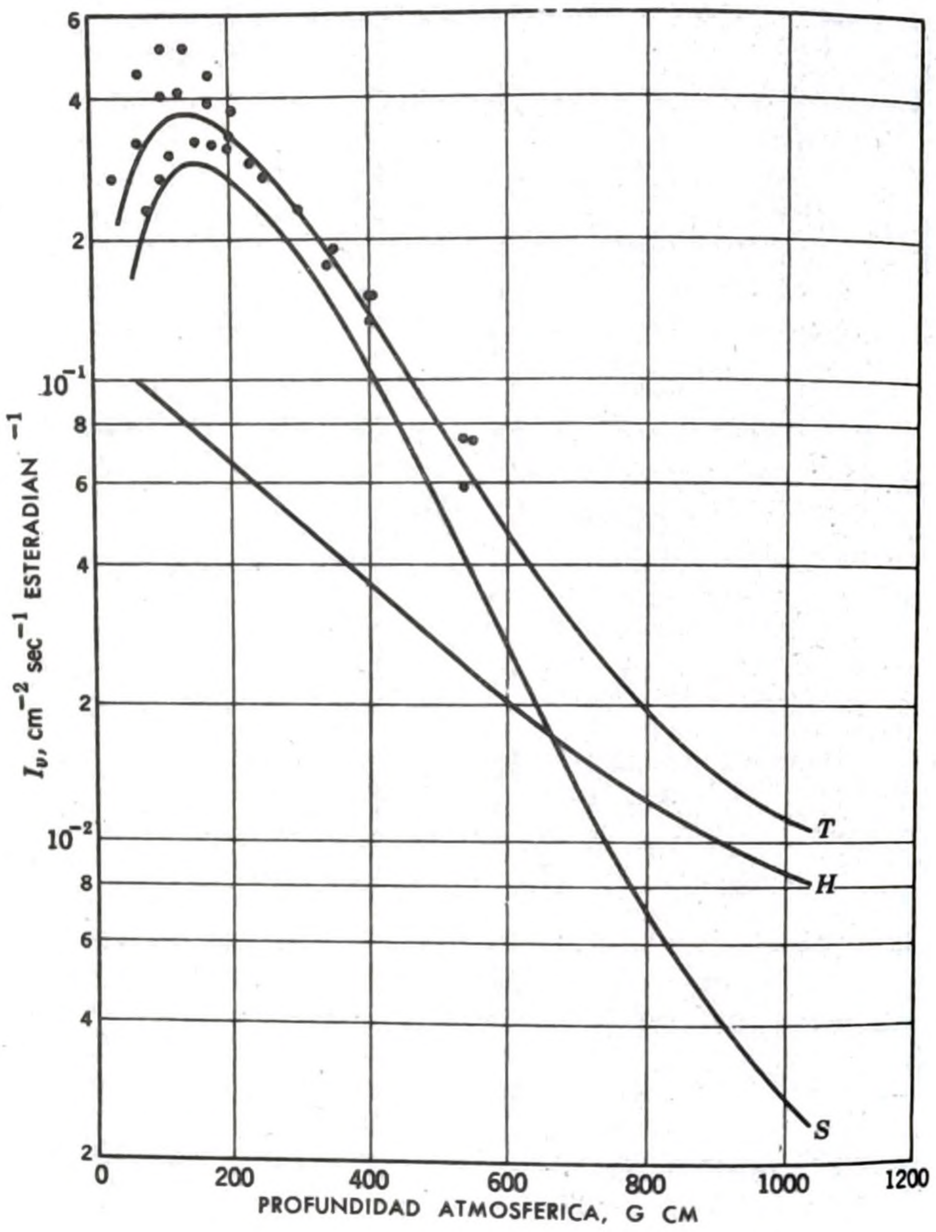


FIG. 14-26. Intensidad vertical en función de la profundidad atmosférica. Las curvas *H*, *S* y *T* se refieren a las componentes dura y blanda y a la radiación corpuscular total, a latitudes geomagnéticas mayores que 45°. En la pág. 471 pueden verse definiciones de las componentes dura y blanda. [Adaptado de un diagrama de Rossi, *Revs. Modern Phys.* 20, 540 (1948)].

camino y, hablando en forma general, las lluvias electrónicas son un simple adorno en las trayectorias de las partículas más penetrantes que las producen. En consecuencia deberíamos esperar un paralelismo bastante estrecho entre la absorción de la componente blanda y la de la mezcla de partículas que la produce. Como esto no es cierto, la posibilidad de que esta mezcla produzca la componente blanda debe disminuir a medida que descendemos.

★ El cuadro 14-4 presenta los espesores de absorción para varios tipos de procesos y para las componentes dura y blanda. Este cuadro muestra algunas características notables.

a) Las filas tercera, cuarta y quinta resultan de la producción de estrellas. Las primeras cinco filas tienen sustancialmente el mismo espesor de absorción, 130 g/cm², que corresponde a una sección eficaz nuclear de 0,18 barn. La llamada sección eficaz geométrica de un núcleo cuyo peso atómico es A, es

$$S_{\text{geom}} = (1{,}7 \times 10^{-13})^2 A^{2/3} \text{ cm}^2 \qquad (11)$$

Poniendo $A = 14{,}4$ para el peso atómico del aire, esta sección eficaz vale también 0,18 barn.

b) Los mesones μ son más penetrantes que los nucleones productores de estrellas y los mesones π. Pueden mencionarse dos importantes razones para ello. Recuérdese que los mesones μ rápidos son relativamente ineficaces en la interacción con los núcleos. Además, la corta vida de los mesones π hace disminuir su espesor de absorción aparente.

c) El espesor de absorción para la componente blanda a alturas medias concuerda razonablemente con el de procesos nucleares a alturas mucho mayores. Esta coincidencia simplemente hace más difícil seleccionar entre los distintos procesos responsables de la componente blanda.

d) Las variaciones en pendientes de todas las curvas de absorción de la fig. 14-26 son difíciles de interpretar debido a que están actuando varias influencias para variar cada constituyente de los rayos. Cuando un grupo heterogéneo de partículas se mueve hacia abajo las menos energéticas son ocultadas, de manera que el residuo resulta más penetrante; pero todas son frenadas por choques que reducen el poder penetrante. De este modo, un haz muy complejo puede imitar la absorción exponencial sobre espesores considerables como si estuviera formado por un solo tipo de partículas que tienen todas la misma energía inicial.

CUADRO 14-4. ESPESOR DE ABSORCIÓN PARA DISTINTAS CLASES DE PROCESOS CON RAYOS CÓSMICOS EN LA ATMÓSFERA

Proceso	*Alcance de la profundidad atmosférica considerada* (g/cm^2)	*Espesor de absorción* (g/cm^2)
Producción de estrellas	250–1030	135
Velocidad de contaje de cámaras de ionización con paredes delgadas no blindadas	250–1030	138
Densidad de neutrones lentos	250–1030	138
Lluvias penetrantes	300–700	125
Estallidos en una cámara detrás de un considerable espesor de plomo	300–700	125
Componente dura, interpretada como mesones mu rápidos (en su mayoría)	60–400	340
	400–760	360
	580–1033	450
Componente blanda (lluvias electrónicas más mesones mu lentos)	472–614	142
	614–760	156
	700–1000	240

Efectos subterráneos. Los rayos cósmicos contienen algunos entes que pueden penetrar la tierra hasta profundidades de 1 km. Millikan y Cameron construyeron electroscopios autorregistradores que podían ser llenados con gas a una presión de varias atmósferas para aumentar su sensibilidad. Con estos instrumentos se midió la ionización en lagos alimentados por la nieve de las montañas. El agua del mar y de los lagos alimentados por arroyos contiene suficiente material radiactivo como para hacer inútiles las mediciones con cámaras de ionización en tales lugares. Observaciones de este tipo fueron proseguidas por Millikan y sus colaboradores y por Regener, cuyos instrumentos llegaron hasta una profundidad de 230 m. Kolhörster realizó análogas experiencias en una mina. La curva de absorción se achata cuando la profundidad aumenta hasta que a una profundidad de 500 m de roca, el espesor de absorción efectiva alcanza el tremendo valor de 2×10^4 g/cm², correspondiente a un espesor de roca de unos 80 m.

Desde la época de estos primeros trabajos se han colocado cámaras de niebla en el subsuelo. E. P. George y J. Evans también estudiaron los efectos con emulsiones sensibles a los electrones que eran *preparadas* y utilizadas a una profundidad de 30 m, para evitar el registro de procesos debidos a la preexposición en la superficie terrestre. Con estos métodos se han

hallado en el subsuelo lluvias blandas, lluvias penetrantes y estrellas.

★ Mientras que se pueden formular con bastante facilidad relaciones razonables entre estos efectos a 30 m, el problema es aún difícil a una profundidad de 500 m o más. La idea corrientemente seguida (por Greisen, Hayakawa, Tomonaga y otros) es que algunos mesones cargados de energía suficientemente alta pueden durar lo bastante y perder una tan pequeña fracción de su energía como para sobrevivir a kilómetros de profundidad. Por ejemplo, nucleones primarios de 1.000 Bev han sido frecuentemente observados a grandes alturas. Si aproximadamente toda la energía de dicho primario fuera cedida a un mesón μ positivo, sus propiedades serían las siguientes:

Vida real	10^{-2} seg
Camino libre en vacío	3.000 km
Pérdida por ionización en 1 km de roca	Cerca de 400 Bev

Así vemos que algunos mesones π muy energéticos podrían producir mesones μ que pueden penetrar grandes espesores de roca. Barnothy y Forro prefieren una explicación basada en las partículas neutras penetrantes. El tema exige más estudio.

10. Origen de los rayos

Millikan efectuó experimentos en profundos valles en los Andes para verificar si existe una variación diaria de intensidad. Si los rayos tuvieran su origen en las estrellas de nuestra galaxia, tendrían que ser más intensos en esas cavidades montañosas en ciertos momento del día aunque no necesariamente cuando la Vía Láctea está en lo alto, debido a la curvatura del campo terrestre. Las fluctuaciones diarias son pequeñas y pueden explicarse por dos razones. La primera es la variación de la masa de aire que está arriba cuando varía la presión barométrica. La segunda, formulada por Ross Gunn, es la variación diaria del campo magnético terrestre. Scott Forbush ha considerado extensamente este tema. La constancia esencial del flujo primario (luego de hacer tales correcciones) es un hecho obstinado que abre el camino a extensas especulaciones sobre el origen de los rayos.

La pregunta sobre el origen es en realidad un par de preguntas relacionadas: *¿De dónde* vienen y *cómo* obtienen su energía? Lemaitre sugirió que se originaron al "principio", cuando se supone estalló una compacta bola de neutrones

dando origen al universo. La demostración y la refutación son igualmente difíciles; ¿o diremos imposibles? Las tentativas actuales de interpretación de los rayos tratan de relacionarlos con conocidos procesos de aceleración que podrían operar dentro del sistema solar, dentro de las estrellas de nuestra galaxia, en los espacios interestelares de nuestra galaxia, o aun en espacios mucho más amplios. Generalmente cada una de estas posibilidades está erizada de dificultades.

Aquellos que suponen que el sol es el origen de los rayos tienen una abundante fuente de energía disponible, pero se enfrentan con la ausencia de cualquier variación diaria apreciable de los rayos. Están obligados a suponer que los débiles campos magnéticos que se extienden por el sistema solar pueden redistribuir las direcciones de movimiento de manera que el flujo en todas direcciones sea sustancialmente el mismo. Esta opinión, invocada recientemente por Richtmyer, Teller y Alfven, es atractiva pero exige un ulterior desarrollo. Existen tipos de trabajo experimental que pueden ayudar a definir el tema. Forbush ha investigado sistemáticamente las variaciones de intensidad de rayos cósmicos que acompañan a las tormentas magnéticas y explosiones solares (explosiones locales de fuerte luz ultravioleta). La dificultad está en que estos procesos afectan los gases ionizados que se mueven en las proximidades de la tierra cambiando con ello el campo magnético terrestre e introduciendo una variable adicional en el problema.

Consideremos ahora la opinión de que los rayos provienen de las estrellas. Un hecho interesante es que la energía de rayos cósmicos que llega a la tierra es aproximadamente 1/10 de la luz de las estrellas. Pero el sol es una estrella típica; si las estrellas típicas son las fuentes de los rayos, los rayos cósmicos deberían tener la intensidad de la luz del sol —contradicción evidente—. Para evitar la contradicción se ha sugerido que los rayos provienen *únicamente* de novas o supernovas. Esta hipótesis falla por razones cuantitativas.

Es necesario seguir buscando si queremos mantener el punto de vista de que los rayos no se originan en el sistema solar. Aquellos que suponen un origen galáctico deben manejar los siguientes valores aproximados de densidades de energía, reducidos a densidades de masa por conveniencia.

Densidad, incluyendo energía cinética, de los rayos cósmicos en la proximidad de la tierra.	3×10^{-10} protón/cm^3
Densidad promedio de la materia interestelar en la galaxia.	$0{,}1 \times 10^{-10}$ protón/cm^3
Densidad de las nubes absorbentes en la galaxia	1 a 10×10^{-10} protón/cm^3

El material interestelar, por lo que se sabe, se mueve con velocidades de algunas decenas de kilómetros por segundo. Entonces la energía cinética es pequeña comparada con la energía en reposo. El lector comprobará fácilmente que la energía de los rayos cósmicos (si se distribuyera uniformemente en la galaxia) es del orden del 1 % de la energía cinética de la materia interestelar. Si los rayos se produjeran a expensas de esta reserva de energía cinética sería necesario demostrar la existencia de algún método muy efectivo de aceleración. Fermi ha intentado esto haciendo notar que las nubes interestelares probablemente poseen campos magnéticos, y que los protones que chocan con estos campos *móviles* no sufren fuerzas, de manera que, en promedio, ganan energía siempre que tengan una energía del orden de los 200 Mev. El problema es entonces comprender cómo pueden obtener esta "inyección de energía". Esta complicada teoría es ingeniosa pero parece forzada.

No hemos aún dicho cómo los rayos pueden obtener su energía dentro del sistema solar. Hace mucho tiempo Swann discutió el posible papel de las manchas solares como gigantescos aceleradores de partículas que funcionaran como un betatrón. La opinión de Alfven es que las corrientes corpusculares provenientes del sol producen campos magnéticos móviles. Su magnitud estimada es suficiente como para dar origen a campos eléctricos asociados tan grandes como para producir energías de rayos cósmicos.

Babcock halló que ciertas estrellas poseen grandes campos magnéticos que se invierten en un período de algunos días. Como todo campo magnético variable produce un campo eléctrico, Dauvillier y Terletzki han propuesto que tales estrellas son el origen de los rayos. Bhom y Gross, por otra parte, consideran que las fluctuaciones de las nubes gaseosas ionizadas en nuestra galaxia pueden originar cambios de potencial en gran escala de un tipo adecuado para acelerar iones. En ausencia de una explicación del movimiento de este gas, esta ingeniosa hipótesis es difícil de juzgar.

Probablemente la solución se hallará cuando tengamos suficiente conocimiento sobre los porcentajes de diferentes especies nucleares en los primarios, y sobre el espectro de energía de cada especie.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 15, 41, 45, 54, 62, 72, 78, 85, 86, 103, 109, 110.

PROBLEMAS Y EJERCICIOS

1. Escribir ecuaciones que muestren todos los modos razonablemente probables de producción de mesones π, al incidir rayos gamma energéticos sobre deuterio.
2. Hacer lo mismo para neutrones que bombardean deuterio.
3. ¿Cuál será el período aproximado de un mesón π cuya energía cinética sea 10 Bev?
4. En ausencia de moderación por choques, ¿qué distancia puede recorrer un mesón μ de 10 Bev en su período?
5. Calcular el radio de la trayectoria de un electrón de rayos cósmicos de energía 10^9 ev, suponiendo que la intensidad promedio del campo magnético terrestre sea de 0,3 gauss.
6. Elaborar un diseño grosero de un instrumento que estudie la desviación de los electrones de rayos cósmicos en un campo electrostático. (Emplear dos placas paralelas. ¿Qué dimensiones y tensiones son necesarias?).
7. Usar las ecuaciones 7 y 8 para comparar las pérdidas por ionización y por radiación de un electrón de 100 Mev en una lámina de plomo lo suficientemente delgada como para que la energía no varíe apreciablemente durante el pasaje. Calcular solo la razón de las expresiones 7 y 8.
8. Supóngase que un protón primario rápido incide sobre un protón en reposo cerca del borde superior de la atmósfera. Dibujar un esquema que muestre, para una secuencia elegida de procesos, la naturaleza y destino de toda la progenie.
9. Si el compañero invisible en la desintegración de un mesón π en reposo es un neutrino de masa en reposo nula, ¿cuál es su energía cinética?

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

3. 1,4 μseg.
4. 42 km. Debe tomarse en cuenta el alargamiento de la vida debido al movimiento.
5. 110 km.
6. Considerar un electrón cuya energía es 10^9 ev que pasa entre placas de 300 cm de largo, separadas en 0,5 cm. La partícula está entre las placas 10^{-8} seg, ya que se mueve con una velocidad aproximadamente igual a c. Al atravesar un campo de intensidad X la aceleración es (Xe/m) y la desviación al pie es $(Xe/m)t^2/2$. Dar a esta magnitud el valor de 0,5 cm, recordando que m es la masa real y no la masa en reposo. Entonces el campo debe ser de 37 esculombios/cm o 11.000 voltios/cm, de manera que la tensión requerida es 5.500.
7. La pérdida por ionización sobre la pérdida por radiación = 4,6.
9. 31 Mev. Partir de $E_\nu/c = p_\mu$.

CAPÍTULO XV

TEORÍA DE LA RELATIVIDAD

1. Introducción

Aunque los mejores capacitados para juzgar concuerdan en que el alcance total y la belleza de la teoría de la relatividad no puede representarse sin la ayuda de muchos argumentos puramente matemáticos, es posible que un lector no-matemático comprenda la naturaleza general de la teoría y sus consecuencias considerándolo como un estimulante desafío a su agilidad mental. Como demostraremos más completamente después, muchas de las ecuaciones matemáticas que describen las partes más simples de la teoría fueron desarrolladas en días prerrelativistas para explicar los insospechados resultados de ciertas experiencias físicas. La teoría de la relatividad de Einstein (1905) cambió no solo las ecuaciones sino su interpretación; este cambio, a su vez, produce resultados que parecen paradójicos a primera vista. Estas llamadas paradojas son, sin embargo, razonables aunque su razonabilidad puede ponerse en duda sin una firme apreciación tanto de las nuevas ideas introducidas por Einstein como del punto de vista más limitado que prevaleció antes de su descubrimiento. Si el lector conserva una mente abierta, sin prejuicios ocasionados por las observaciones de su vida diaria, hallará en este capítulo muchas ocasiones para poner en juego su inventiva. Su objeto no es dar tratamiento formal del tema sino demostrar la naturaleza de los argumentos en que se basa la teoría. La mayoría de los resultados matemáticos se mencionarán sin demostración.

2. Movimiento relativo

Comunicación; la velocidad de la luz. La velocidad de comunicación entre seres inteligentes, en distintas partes de la tierra, ha sido tomada a veces como una medida del desarrollo

de su civilización. Las embarcaciones de vela y los mensajeros fueron desplazados por buques mecánicamente impulsados y por trenes; el teléfono, el telégrafo y la radio los han dejado atrás. Las ondas de radio que se mueven con la velocidad de la luz llegan a las antípodas en 1/15 seg. Pero aquí se ha llegado al límite puesto que no se ha observado una velocidad, sea de una señal ondulatoria, sea de una partícula material, que exceda la velocidad de 3×10^{10} cm/seg. En realidad el índice de refracción de una sustancia puede ser menor que 1 para ciertas longitudes de onda, y esto significa que cualquier máximo o mínimo de una onda de luz *monocromática* se mueve con una velocidad mayor que *c*. La velocidad de dicho tren de ondas idealizado se llama velocidad de *fase*. Sin embargo, si queremos usar el tren de ondas para transmitir el conocimiento de un proceso, tenemos que modularlo de algún modo, tenemos que imprimirle una señal. Esto modifica localmente la energía de la perturbación y se halla, en virtud de la dispersión, que el cambio de energía perceptible se propaga siempre con una *velocidad de señal* menor que *c*. En lo que sigue se harán referencias frecuentes a esta máxima velocidad de comunicación; por ello es importante recordar que, aunque esta velocidad es enorme, es finita y ha sido medida con una precisión mayor del 0,001 %.

El movimiento es relativo. La relatividad es la teoría del movimiento relativo cuyos elementos son familiares a todos aquellos que han comenzado el estudio de la dinámica. En la vida diaria todas las velocidades de los objetos móviles se toman con referencia a algún objeto que se considera fijo. Los trenes y automóviles se mueven a tantas millas por hora en relación con la superficie de la tierra. Un aeroplano tiene una velocidad en el aire y una velocidad en la tierra. Si sopla viento existe, en general, una diferencia numérica entre ambas magnitudes y usualmente una diferencia en su dirección. ¿Cuál de ellas es, entonces, la verdadera velocidad? ¿Cuál obedece a las leyes de Newton? La respuesta es que ambas son verdaderas en cuanto ambas obedecen a dichas leyes, siempre que se especifique adecuadamente el objeto, o el sistema, de referencia.

En noches brumosas, en los estrechos de Belle Isle, en la boca del St. Lawrence, los pasajeros de los vapores no pueden decir por simple observación desde un ojo de buey si el barco está anclado o si se desliza con las máquinas paradas. En ambos casos el agua se mueve pasando el barco aunque es imposible decidir si la corriente pasa el barco anclado o si el barco se mueve aún. Análogamente, si no fuera por las inevi-

tables sacudidas, un pasajero de un tren que se mueve con velocidad uniforme en una trayectoria recta no tiene medios para decidir si se está moviendo respecto de la tierra o si la tierra se mueve respecto de él. Ambas manifestaciones son en realidad "verdaderas". Estamos acostumbrados a considerar la tierra fija y, desde este punto de vista, es solo el tren el que se mueve. Sin embargo no es justo limitar nuestra perspectiva de este modo cuando la astronomía nos ofrece un universo de extensión enormemente grande. No tiene sentido volver a la astronomía de Ptolomeo y decir que la tierra está en reposo. Todos sabemos que se mueve por lo menos alrededor del sol. Además un astrónomo no puede admitir que el sol está en reposo; se mueve en el espacio en relación con las estrellas "fijas" y aun ellas tienen movimientos peculiares entre sí. Con esta opinión liberal, en consecuencia, sería una hipótesis temeraria si algún individuo mantuviera que está absolutamente en reposo en el espacio y que todo movimiento que percibe es real. Lo colocaría, injustificadamente, en el centro del universo. Por ello todo movimiento debe ser considerado como relativo.

El espacio y el éter. Antes de que aceptemos sin reservas el punto de vista desarrollado en el parágrafo anterior, tenemos que considerar una importante pregunta. En el siglo XIX la pregunta fue frecuentemente formulada en la forma: *¿existe algún modo de decidir por la experiencia si un observador (digamos que está en la tierra) se mueve realmente con respecto al espacio absoluto?"* Esto presupone que las palabras espacio absoluto tienen un significado. Sin embargo es una frase hueca aunque por el momento seremos caritativos y la aceptaremos como un intento de expresar la idea de que *puede* haber un sistema de referencia que posea características que lo hagan "más útil" al físico que ningún otro. Al estudiar la posibilidad de encontrar una respuesta a esta pregunta debemos pensar en las propiedades conocidas de la luz, que puede moverse en un espacio vacío de materia, sea interestelar o un vacío creado artificialmente. Sin embargo si la luz se considera como un movimiento ondulatorio, encontramos dificultades en la aceptación de su propagación por el vacío con perfecta ecuanimidad; el movimiento ondulatorio sugiere una vibración periódica; aunque en el espacio vacío por definición no hay nada o, por lo menos, no hay materia ordinaria que pueda vibrar. Es por ello que desde los primeros días de la teoría ondulatoria de la luz se ha hecho habitual hablar de un "éter" que llena todo el espacio, esté o no, éste, ocupado por materia. Habiendo hecho esta hipótesis podemos olvidar nuestros escrúpulos sobre la propagación de la luz en el espa-

cio si remplazamos la palabra "espacio" por "éter". Para explicar la propagación de luz y perturbaciones eléctricas y magnéticas en este éter, los científicos del siglo diecinueve se vieron obligados a asignarle las propiedades elásticas de la materia ordinaria dándole así una realidad falsa. Más recientemente el éter, intangible como su nombre lo sugiere, ha llegado a ser considerado como una ficción conveniente introducida para facilitar los razonamientos de los físicos. Si la duda expresada al comienzo de este parágrafo volviera a enunciarse ahora, sería: "Quizás hay un modo de detectar el movimiento de la tierra (que lleva un observador) a través del éter." Hasta que lleguemos a la sección 5 hablaremos en lenguaje apropiado al período anterior a 1905, admitiendo la existencia del éter.

3. Movimiento uniforme a través del espacio. El experimento de Michelson-Morley

Principio del experimento. Una posible experiencia es sugerida por una simple analogía. Supongamos que dos remeros de igual velocidad hacen una carrera en un tranquilo arroyo. Uno de ellos tiene que remar cruzando el arroyo en línea recta ida y vuelta; el otro debe recorrer, una distancia igual, corriente arriba y luego corriente abajo hasta el mismo punto de partida. El punto importante es que, con respecto a las orillas del arroyo, cada competidor debe recorrer la misma distancia. ¿Será el resultado un empate? La respuesta es, como vamos a ver, que el que atraviesa el arroyo llegará un poco antes. Su rival ha perdido más tiempo en el camino corriente arriba que lo que puede recuperar corriente abajo. Como ejemplo supongamos que el curso tenga 50 metros de ida y de vuelta, 100 metros en total, y sea la velocidad de los remeros en agua tranquila de 2 metros/seg. La corriente es de 0,4 metros/seg. El remero X que cruza el arroyo debe dirigir su camino un poco río arriba, en la dirección AD (figs. 15-1 y 15-2) con respecto al agua para poder llegar a B, opuesto directamente a A. Al calcular AD usamos el hecho que $DB/AD = 0{,}4/2 = 0{,}2$ y $AD^2 - DB^2 = 50^2$. Por consiguiente $AD = 51{,}03$ metros, mientras que DB es un poco mayor que 10,2 metros. Al volver, X tiene que dirigirse otra vez río arriba para volver a A. La distancia recorrida ida y vuelta es 102,06 metros y el tiempo empleado, 51,03 seg. Desde el punto de vista de un hombre que está en la orilla este remero se mueve, por supuesto, en la dirección AB ida y

vuelta recorriendo una distancia total de 100 metros en 51,03 seg. Su velocidad efectiva a lo largo de AB es entonces menor que 2 metros/seg. Mientras tanto Y se dirige río arriba

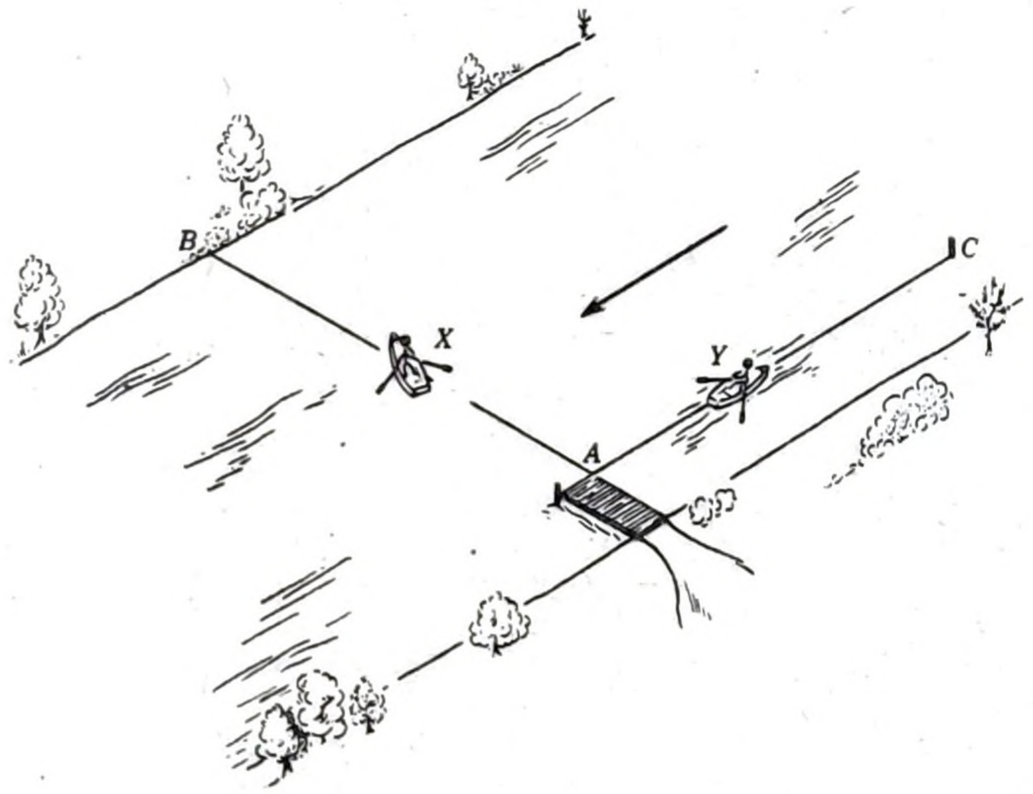


FIG. 15-1. Carrera entre dos remeros en un arroyo tranquilo. Nótese que el que está en medio del mismo tiene que mantenerse ligeramente corriente arriba y debe remar en esa dirección para llegar al punto B, opuesto al A.

a 1,6 metros/seg, volviendo a 2,4 metros/seg. Su tiempo total resulta 31,25 + 20,83 seg, o sea 52,08 seg. X gana entonces por 1,05 seg.

El argumento puede invertirse del siguiente modo: X e Y son dos remeros de igual velocidad sobre el mismo río, que reman iguales distancias en direcciones perpendiculares entre sí ida y vuelta al punto de partida. Se observa que X gana. Deducimos entonces que en la dirección del movimiento de Y debe fluir una corriente.

Remplacemos ahora X e Y por dos haces de luz que tienen iguales velocidades en condiciones similares; remplacemos el arroyo por una corriente de éste. Tendría que ser posible controlando ambos haces decidir cuál se mueve paralelo al éter y cuál perpendicular al mismo. Tal experiencia fue

ideada y realizada en 1887 por Michelson y Morley, quienes usaron un instrumento conocido como interferómetro de Michelson.

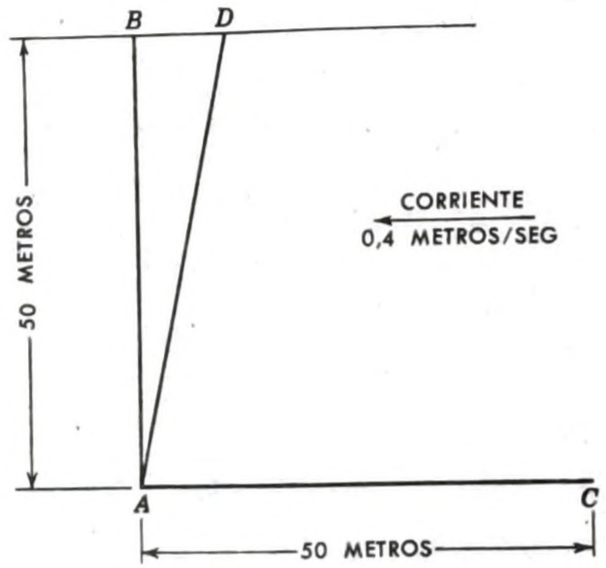


FIG. 15-2. Diagrama esquemático de la carrera ilustrada en la fig. 15-1.

El interferómetro de Michelson. En las figs. 15-3 y 15-4, *A* y *B* son placas de vidrio planas paralelas idénticas. *A* está ligeramente plateada del lado que está en contra de la fuente de luz *S*. El haz *SE* que incide sobre *A* en *E* es refractado en la dirección *H*. Allí se divide: una parte se refleja en la dirección *F* donde la refracción cambia su dirección a *FC* y otra parte es trasmitida a través del ligero plateado hacia *D*. *C* y *D* son espejos planos perpendiculares a la luz que incide sobre ellos. Las dos partes del haz original vuelven a *H* siguiendo sus trayectorias originales después de reflejarse en *C* y *D*. Nuevamente se produce reflexión y transmisión, de modo que la luz que se mueve a lo largo de *HT* hacia el telescopio, consta de una mezcla de las partes de ambos haces que fueron formadas después de la primera división en *H*. Es evidente que la luz que sigue el camino *HFCFHT* atraviesa dos espesores de vidrio; por ello se introduce la placa *B* entre *H* y *D* para igualar las condiciones para la luz que sigue el camino *HDHT*. Además los espejos *C* y *D* se colocan de modo que las distancias *HFC* y *HD*, recorridas por los dos haces de luz, sean iguales y de manera que los haces sean perpendiculares entre sí. En consecuencia, en todo aspecto esencial el dispositivo de los dos haces de luz es el mismo que el de los dos remeros de nuestro ejemplo anterior.

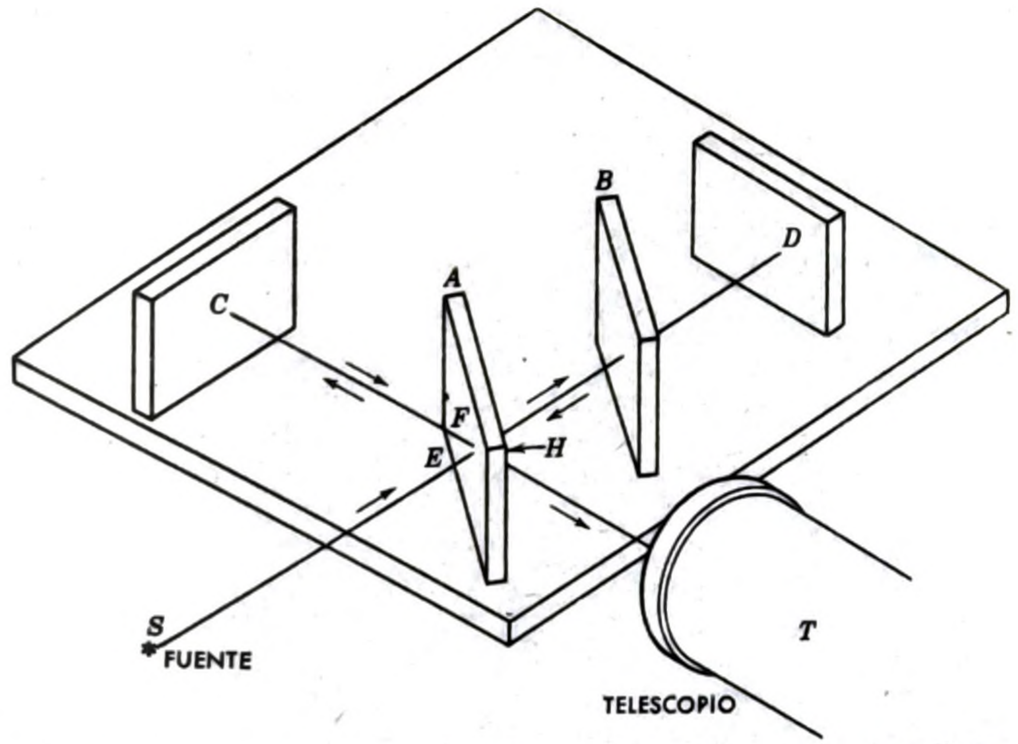


FIG. 15-3. Interferómetro de Michelson. *S* es la fuente de luz, *T* un telescopio para observar las franjas de interferencia. Todos los dispositivos para ajustar las posiciones de los distintos espejos han sido omitidos en el dibujo. Las letras corresponden exactamente a las que registra la fig. 15-4.

Si todo el aparato está en reposo en el éter ambos haces, provenientes de la misma fuente, se combinarán dando una serie de franjas de interferencia en el ocular del telescopio. Supongamos, sin embargo, que la tierra se mueve (junto con

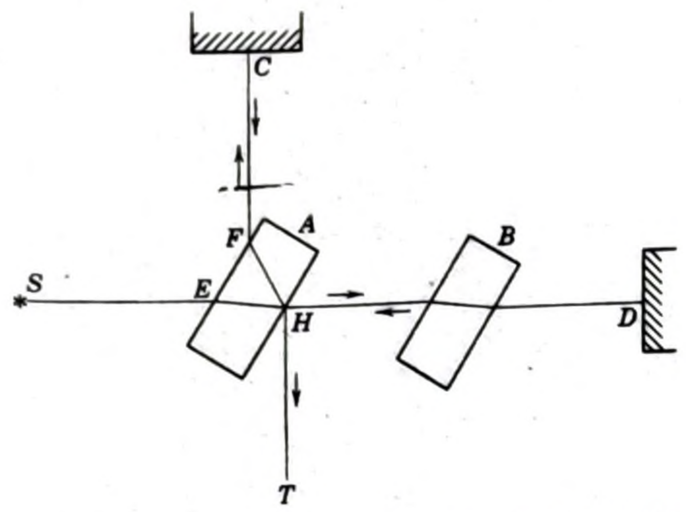


FIG. 15-4. Diagrama esquemático del interferómetro de Michelson.

el aparato) de izquierda a derecha. Esto es equivalente a un movimiento del éter de derecha a izquierda. Respecto del instrumento el haz *HD*, que se mueve en el éter, se moverá en consecuencia más lentamente en su camino hacia afuera y más rápido en su camino de vuelta, como el remero que iba primero río arriba y luego río abajo. A lo largo de *FC* la velocidad efectiva, como en el caso del remero *X*, será ligeramente menor que la velocidad de la luz pero la variación no será tan grande como a lo largo de *HD*. El resultado es que la luz que se mueve paralela al éter llegará a *T* después que su compañera. Esto se verá confirmado por un desplazamiento de las franjas en el ocular. Rotando lentamente todo el instrumento se pueden poner paralelos al éter primero un camino óptico, luego el otro, duplicando así el desplazamiento calculado de las franjas cuando se mueven de ida y vuelta. Se puede demostrar que el retraso de un haz respecto del otro es lv^2/c^2, donde l es la longitud óptica de la trayectoria $CH(=HD)$. El uso de la longitud óptica significa que admitimos el pasaje más lento a través del vidrio. v es la velocidad conocida de la tierra (y el aparato) en su órbita y c es la velocidad de la luz en el éter en reposo. En la experiencia original, l era de unos 10 m, mientras que v y c valían 29,8 y 300.000 kilómetros/seg. Entonces lv^2/c^2 era del orden de 10^{-5} cm. Esto correspondería a una desplazamiento de un cuarto de franja. La detección de un retraso de esta magnitud en uno de los haces de luz implica una precisión equivalente a la necesaria para medir la circunferencia de la tierra con un error no mayor de 60 cm.

Resultado de la experiencia de Michelson-Morley. El resultado de este importante experimento fue un desplazamiento de las franjas tan pequeño que resultaba difícilmente medible; era probablemente el 3 % del esperado. Diremos que era un resultado negativo. Entonces debe haber algún error. La técnica experimental no admitía ningún reproche; quizás la hipótesis de que el éter se mueve respecto de la tierra era equivocada. En la época del trabajo de Michelson y Morley se pensó únicamente en dos posibles explicaciones: *a*) que la tierra no se movía en el éter; *b*) que la tierra llevaba consigo una envoltura de éter semejante a su atmósfera. La primera de ambas es insostenible puesto que la tierra se mueve por lo menos alrededor del sol, de manera que durante algún período del año se mueve en relación con el éter a menos que seamos lo suficientemente arrogantes como para suponer que este planeta es tan privilegiado que puede ser el centro del universo. La hipótesis *b* significa que alrededor de la tierra hay una

capa de éter que se adhiere a la tierra y se mueve con ella. En esta forma, *b* no parece probable. En realidad se demuestra por comprobaciones astronómicas que es imposible.

4. Explicaciones prerrelativistas

La contracción de Fitzgerald-Lorentz. Aquí estaba, entonces, el dilema. El experimento era razonable; las objeciones a la teoría no podían mantenerse de manera que, aparentemente, la teoría era razonable. Pero teoría y experiencia no estaban de acuerdo. No era posible efectuar ningún avance sin una acción drástica. Y esta acción provino de Fitzgerald y Lorentz, independientemente, en la forma de la simple hipótesis de que cuando un cuerpo material se mueve en el éter sufre una contracción, en la dimensión paralela a su movimiento, en una magnitud suficiente para compensar el resultado de la experiencia de Michelson-Morley; y que no se contrae en dirección perpendicular a su movimiento. Así fue explicado el resultado negativo del experimento de Michelson-Morley; pero veamos cuál fue el costo. Para satisfacer ciertas intratables ecuaciones se introducía una hipótesis que no tenía relación con ningún otro fenómeno físico. No podía ser verificado por un observador que se *moviera con el aparato* puesto que cualquier dispositivo de medida que se colocara al lado del aparato contraído se acortaría en una cantidad correspondiente. A aquellos que dudaban se les sugirió que las fuerzas interatómicas cambiarían naturalmente debido al movimiento en el éter; entonces las dimensiones variarían; con esto tenían que darse por satisfechos puesto que *ningún* experimento realizado por el observador moviéndose con el aparato podía detectar este cambio. En realidad la esperada existencia de refracción doble debida a la deformación en una pieza de vidrio producida por la variación en longitud, no fue nunca observada. La contracción de Fitzgerald-Lorentz era una verdadera explicación académica. Su mayor utilidad consistía en permitir a los físicos seguir creyendo que el movimiento a través del espacio absoluto era "real", y que tal movimiento modificaba la velocidad de la luz en el espacio.

★ Este cambio en longitud debería aplicarse no sólo a la materia en grande sino también a sus constituyentes elementales, electrones y núcleos. En ellos, tenemos que referirnos tanto a fuerzas eléctricas y magnéticas como a mecánicas. Entonces, para poder mantener el principio que el cambio de longitud no podía ser observado por ninguna experiencia, sea

mecánica o eléctrica realizada por el observador móvil, deberían ser válidas las ecuaciones de Maxwell, las ecuaciones rectoras del campo electromagnético, en la misma forma matemática, tanto para un observador en movimiento uniforme en el éter como para un observador en reposo en él. La dificultad con que se enfrentaron los físicos era por ello un dilema fundamental que puede resumirse del siguiente modo:

1. Según la experiencia de Michelson-Morley la teoría electromagnética de la luz está tan astutamente ideada que las experiencias ópticas no pueden demostrar un movimiento uniforme de nuestro aparato a través del éter. Esto exige que las ecuaciones de Maxwell que dan el comportamiento de la luz en una región libre de materia tengan la misma forma en dos sistemas de referencia, cada uno de los cuales se mueve uniformemente respecto del otro.

2. Todas las experiencias mecánicas previas sugieren que la relación entre ambos sistemas es

$$x' = x - vt$$

donde x es la coordenada de algún suceso, observado al tiempo t en nuestro sistema de laboratorio, y x' es la coordenada del mismo suceso observado en un sistema que se mueve a lo largo del eje positivo de las X con velocidad v. Por conveniencia hemos supuesto que los orígenes coinciden en tiempo $t = 0$.

3. Todas las experiencias mecánicas previas sugieren que las mediciones de tiempo en ambos sistemas coinciden:

$$t' = t$$

Debe entenderse claramente que los observadores en ambos sistemas están provistos de metros patrones y relojes que han sido previamente comparados en el laboratorio de la manera común, mientras estaban en reposo en sistema. Esta comparación puede hacerse en *cualquier* sistema.

4. Cuando las variables independientes de las ecuaciones de Maxwell pasan de x, t a x', t', según las relaciones anteriores, las ecuaciones *no* retienen su forma original.

5. Esta situación condujo a la hipótesis de Fitzgerald y Lorentz, y con ello al problema: ¿qué transformación de coordenadas y del tiempo nos llevará a la perfecta similitud de comportamiento electromagnético en ambos sistemas, es decir, a idénticas formas de las ecuaciones de Maxwell?

★ **Las ecuaciones de transformación de Lorentz.** Lorentz resolvió este problema matemático descubriendo una nueva se-

rie de ecuaciones de transformación para las coordenadas y el tiempo. Imaginemos un observador A en reposo con respecto a un aparato que está manipulando. En su aparato, un objeto se mueve a lo largo de una recta que él llama eje de las X. Puede asignarle una coordenada x a un cierto suceso y decir que se produce al instante t (según su reloj).

★ Supongamos que haya otro observador B que se mueve con movimiento uniforme de velocidad v respecto de A, en la dirección del eje de las X. B observará naturalmente el mismo suceso a una ordenada x' distinta pero esperará, quizás intuitivamente, que el instante de su ocurrencia esté dado por el mismo número t registrado por su propio reloj. Las ecuaciones de Lorentz establecen que las cantidades x y x' están relacionadas del siguiente modo:

$$x' = k(x - vt) \tag{1}$$

donde

$$k = \frac{1}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}$$

que, como se puede notar, es siempre mayor que 1. Esta ecuación, que implica que un observador que se mueve respecto de un objeto fijo en el éter no mide su longitud verdadera, está de acuerdo con la hipótesis de la contracción de Fitzgerald-Lorentz. Pero esta ecuación sola no es suficiente. Lorentz encontró que era deseable, para hacer una discusión matemática elegante de ciertos experimentos ópticos y eléctricos, introducir lo que llamó un tiempo ficticio t' para el observador en movimiento, que difería del correspondiente al observador que estaba en reposo en el espacio, tal que

$$t' = k\left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \tag{2}$$

Este era el valor que había que usar en los cálculos pero no se dudaba que el observador móvil registraría en su reloj el mismo instante de tiempo t que el observador fijo. El uso de t' en lugar de t en la ecuación era simplemente un hermoso truco matemático.

Es así cómo la teoría del movimiento relativo, antes del advenimiento de la relatividad de Einstein, estaba en un estado muy artificial, complicada por una hipótesis (la contracción de Fitzgerald-Lorentz) sin la cual la teoría anterior no podía

ser lógicamente coherente con el resultado negativo de la experiencia de Michelson-Morley. Como este punto de vista no aclaraba la base física de la teoría, era intelectualmente poco satisfactorio.

5. Solución de Einstein

Un nuevo punto de vista. Einstein (1905) resolvió las dificultades suponiendo un enfoque mucho más liberal de toda la situación. Su argumento era: "Si una cosa no puede ser observada ¿por qué es necesario suponer su existencia?", punto de vista similar al adoptado por Heisenberg 20 años después al desarrollar una teoría matemática de los espectros. La experiencia de Michelson-Morley no detectaba ningún movimiento del éter respecto del interferómetro. Einstein supuso que no hay éter, de manera que no tiene sentido decir que cualquier observador particular está o no en reposo respecto de tal ente. Por ello cualquier observador de un grupo de ellos en movimiento relativo puede afirmar con igual propiedad que es él únicamente el que está en reposo en éter y puede discutir cualquier experiencia con esta base; o puede simplemente abstenerse de mencionar el éter sin pérdida alguna. Cada observador puede ir más lejos; puede determinar la velocidad de la luz con un aparato propio. El lector no se asombrará al saber que todos los observadores, cualquiera sea su movimiento, llegarán al mismo resultado numérico. Esta independencia de la velocidad de la luz respecto del movimiento del observador es uno de los postulados fundamentales de la teoría de Einstein.

Se le dio así, a la teoría del movimiento relativo, un aspecto de reciprocidad en el sentido de que las observaciones que hace A respecto de un observador móvil B son idénticas a las que efectúa B respecto del observador móvil A. Ahora es el movimiento relativo y no el movimiento absoluto a través del espacio el que interesa. Si hemos encontrado un sistema en el cual son obedecidas las leyes de la mecánica, todos los sistemas que se mueven uniformemente con respecto a él son equivalentes para la descripción de los fenómenos físicos; y es imposible, mediante cualquier experimento concebible, detectar algún movimiento rectilíneo uniforme absoluto en el espacio o la diferencia entre un estado de movimiento rectilíneo uniforme y cualquier otro. Solo puede observarse la velocidad relativa y no la velocidad absoluta. Como esta discusión está restringida al movimiento uniforme en línea recta, el principio se conoce como *teoría restringida* (o *especial*) de la relatividad.

La teoría general considerada más adelante, que trabaja con el movimiento acelerado, incluye la especial como caso particular.

El resultado negativo de la experiencia de Michelson-Morley puede interpretarse diciendo que era erróneo corregir la velocidad de la luz debido al supuesto movimiento del éter respecto del aparato. El movimiento de éter ha desaparecido; la corrección también debe desaparecer. Entonces la velocidad de la luz en el espacio libre debe aceptarse como una constante independiente del movimiento de la fuente o del observador. Es decir que la analogía de un remero que iba primero río arriba y luego río abajo era completamente falsa. En aquel caso el resultado supuesto podía haber sido comprobado por un observador exterior que estuviera parado en la ribera del río; en el caso del movimiento del éter no se puede colocar un ayudante sobre la orilla del "río etéreo" para verificar los resultados calculados. No existe nada semejante a un observador "exterior".

Consecuencias de los postulados de Einstein. La aceptación de las ideas antes mencionadas no produce ningún cambio en la forma matemática de las ecuaciones de transformación de Lorentz. Son aún válidas pero se interpretan de manera distinta. El apéndice 7 muestra que se obtienen desde un punto de vista relativista.

En el apéndice 8 se deduce una ecuación simple $L = kL'$, a partir de las ecuaciones de transformación de Lorentz. Para comprender su significado volvamos por un momento a considerar los dos observadores A y B. Tanto A como B están midiendo la longitud de una recta con una pieza del aparato de A, siendo la recta paralela a la dirección del movimiento relativo. L es la longitud de la recta medida por A, o por cualquiera que esté en reposo en el laboratorio de A. L' es la longitud percibida por B mientras está en movimiento relativo respecto de A. La ecuación nos dice que las mediciones hechas por B y A no dan el mismo resultado. La respuesta de A es más larga que la de B por un factor k que, como hemos dicho, es siempre mayor que 1. Entonces con las condiciones especificadas, B ve un objeto que se está moviendo rápidamente respecto de él *aparentemente* contraído en la dimensión paralela al movimiento relativo. Al mismo tiempo A está midiendo el objeto en su laboratorio y lo ve con su tamaño "natural." Para dar un simple ejemplo supongamos que A está observando un cuadrado que B nota cuando pasa moviéndose. Para A la figura es un cuadrado, pero para B es un rectángulo cuya dimensión más corta es paralela a la direc-

ción de movimiento relativo de A y B. De este modo, la contracción de Fitzgerald-Lorentz surge naturalmente de la teoría de la relatividad de la cual se deduce la ecuación $L = kL'$.

Sin embargo, desde el punto de vista de Einstein, resulta necesario considerar el t' que aparece en las ecuaciones de Lorentz como el tiempo real que ambos observadores leerían (A con ayuda de un telescopio) en el reloj de B, y no como una ficción matemática. Un ejemplo numérico (aunque hipotético) nos ayudará a aclarar la naturaleza recíproca del proceso. Supongamos que A prepara dos varillas, a y b, de 60 cm de largo, medidas con metros patrón en reposo. A le da a B la varilla b junto con un metro patrón que se va a otro sistema de referencia, que se está moviendo 130.000 kilómetros/seg. respecto de A. B, no perturbado por su alta velocidad, pone su varilla paralela a la dirección de su movimiento respecto de A. Unido a la tierra, A hace lo mismo. (Ver fig. 15-5.) B ahora mide b con su metro patrón, y cuando pasa a gran velocidad delante de A, mide a. El observador A realiza las dos correspondientes operaciones con sus propias escalas patrón. Los resultados son los siguientes:

Observador A		*Observador B*	
Midiendo a	Midiendo b	Midiendo a	Midiendo b
60 cm	54 cm	54 cm	60 cm

Es decir que a le parece contraída a B y b le parece contraída (en la misma cantidad) a A, mientras que cada uno observa que su propia varilla tiene 60 cm de largo. Esta es una con-

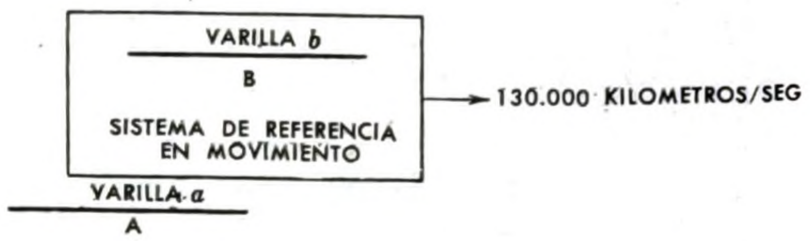


FIG. 15-5. Movimiento relativo de dos sistemas de referencia. El observador B con su aparato b se mueve respecto de A. Sin embargo B está en reposo respecto de su propio aparato b.

secuencia necesaria de la naturaleza recíproca de los postulados de Einstein puesto que, en vez de decir que B se mueve respecto de A, podemos con igual razón decir que A se mueve respecto de B. Por ello todo cambio en la apariencia de a notada por B debe ser el mismo que el cambio en la apariencia de b notada por A.

Relatividad del tiempo. Se producen interesantes y a primera vista paradójicas relaciones entre los tiempos indicados por los relojes que llevan A y B. Es principalmente debido a estas curiosas relaciones que la teoría de la relatividad es considerada por la persona media como ininteligible, aunque encuentra entretenido leer:

> Había una vez un joven llamado Brillo
> Que era mucho más veloz que la luz.
> Partió un cierto día
> De manera Relativa
> Y volvió la noche anterior.

Sabemos, sin embargo, que la hipótesis del verso no puede ser realizada puesto que ninguna señal o partícula material puede moverse más rápido que la luz.

La ecuación 1 demuestra que x y x' están relacionados mediante una fórmula en la que aparecen el tiempo y la velocidad. Podemos esperar entonces que el tiempo dependa de la posición y la velocidad. La naturaleza de esta dependencia se basa en dos hechos: primero, un nuevo punto de vista referente a la simultaneidad según el cual se debe considerar el tiempo finito de tránsito de cualquier señal que se mueve con la velocidad de la luz; y segundo, la ecuación

$$t_2' - t_1' = k(t_2 - t_1) \qquad (3)$$

que es demostrada en el apéndice 8. Para interpretar la ecuación pensemos en A y B en movimiento relativo a 130.000 kilómetros/seg, y supongamos que cada uno lleva un reloj. A, usando un telescopio puede leer en el reloj de B como en el suyo propio. Supongamos ahora que queremos controlar una serie de sucesos que *se producen en un aparato que está en reposo en el laboratorio de A*. Existen tres, y solo tres, posibles lecturas de tiempo de los sucesos: una según el reloj de A, otra según el reloj de B leído por A y la tercera según el reloj de B leído por B, siendo las lecturas colegidas por A o comunicadas después. La ecuación 3 nos dice lo que A deduce que el reloj de B le indica a B, comparada con la lectura de A en su propio reloj. La ecuación afirma que el intervalo $(t_2' - t_1')$ entre dos sucesos leído por B en el reloj de B es k veces más largo que el intervalo $(t_2 - t_1)$ entre los dos mismos sucesos, leído por A en el reloj de A. En otras palabras, un minuto sobre el reloj de B, inferido por A, es más largo que un minuto sobre el reloj de A. Este es el retardo de tiempo a que hacen referencia frecuentemente las explicaciones elementales de la teoría de Einstein.

★ Para aclarar el tema transcribimos un ejemplo numérico de Eddington. Supongamos que cuando A y B pasan uno delante del otro, ambos encienden idénticos cigarrillos que normalmente duran 10 min. Al cabo de 10 min, A tira su cigarrillo. A sabe, por supuesto, que B no puede notar esto en seguida puesto que la señal tiene que recorrer un largo camino antes de llegar a B. Observemos a A mientras calcula cuándo la señal le llegará a B. Sea x, escribe, el tiempo incógnita en minutos. Entonces, como B inició su cigarrillo hace 10 minutos y estaba moviéndose con una velocidad de 130.000 kilómetros/seg,

$$(60x)(186{,}000)\text{ km} = 60(10 + x)(81{,}000)\text{ km}$$

Entonces $x = 7{,}7$ min, y A sabe que su propio reloj indicará 17,7 minutos cuando B lo ve arrojar su cigarrillo.

★ Siéndole familiar la teoría de Einstein A sabe que un minuto leído por B en el reloj de B es más largo para A que un minuto que A lee en el reloj de A — k veces más largo, en efecto. En este caso particular $k = 1/\sqrt{1 - 0{,}19} = 1/\sqrt{0{,}81} = 1{,}11$. En consecuencia, 17,7 min en el reloj de A son equivalentes a 17,7/1,11 min en el reloj de B. Esto da 15,9 min como que B lee en su propio reloj cuando recibe (y quizás confirma) la señal. (Como la señal de B confirmando que ha visto a A tirar su cigarrillo tiene que recorrer una larga distencia hasta llegar a A, no le llegará a A sino mucho después, pero eso no interesa en esta discusión.)

★ En el cuadro 15-1 se da la tabla de tiempo, desde el punto de vista de A.

CUADRO 15-1. CUADRO DE TIEMPOS DE OBSERVACIONES EN SISTEMAS DE REFERENCIA QUE SE MUEVEN CON UNA VELOCIDAD RELATIVA DE 130.000 KILÓMETROS/SEG.

	A, observando		
Acción	*Reloj de A (min)*	*Reloj de B Simultáneamente (min)*	*B, mirando al reloj de B, según lo infiere A (min)*
Se encienden los cigarrillos	0	0	0
A termina su cigarrillo	10,0	6,3	9,0
B termina su cigarrillo	11,1	7,0	10,0
A recibe la señal de que B ha terminado el cigarrillo	15,9	10,0	14,3
B recibe la señal de que A ha terminado el cigarrillo	17,7	11,1	15,9

★ Corriendo el riesgo de repetir lo que ya hemos dicho leamos la cuarta línea del cuadro. *A recibe la señal de que B ha terminado su cigarrillo.* Mirando en su reloj A nota que han pasado 15,9 min desde el comienzo de las observaciones. Simultáneamente está observando el reloj de B con un telescopio y encuentra que indica 10,0 min que era, por supuesto, el momento en que B tiró su cigarrillo que duró 10 min, según el reloj de B. Es decir, la señal que A recibe a los 15,9 min fue enviada por B cuando el reloj de B y no el de A indicaba 10,0 min. El tiempo extra fue empleado por la señal que volvía a A. Cuando A recibe esta señal a los 15,9 min, sabe que B no lee este tiempo en el reloj de B en ese momento; pero sabiendo que el reloj de B marcha 9/10 más rápido que el suyo, A *deduce* que el reloj de B indica 9/10 de 15,9 o sea 14,3 min. La última cifra de la cuarta fila de la tabla no es, en consecuencia, una *observación* hecha por A sino una *deducción teórica* referente al comportamiento del reloj de B, leído por B. Las observaciones de A figuran en la primera y segunda columna.

★ Hasta ahora hemos visto las cosas desde el punto de vista de A. Pensemos ahora en B. Su tabla de tiempos figura en la columna de la extrema derecha del cuadro 15-1. El ve realmente que A arroja su cigarrillo a los 15,9 min, pero B sabe que éste no es el instante real de la señal de A porque no ha considerado el tiempo de viaje de la señal. De manera que B calcula la duración del cigarrillo de A. En efecto, él dice: A se ha movido respecto de mí a 130.000 kilómetros/seg, y después de n minutos me envía una señal que me llega a los 15,9 min. Problema: determinar n. Entonces B escribe:

$$60n \times 130.000\text{ kilómetros} = 60\ (15{,}9 - n) \times 300.000\text{ kilóm.}$$

de donde $n = 11{,}1$ min. Así B infiere que el cigarrillo de A duró 11,1 min o sea 10/9 de lo que duró el suyo, tal como A deduce que el cigarrillo de B duró 10/9 de lo que duró el suyo. En realidad se puede escribir una tabla de tiempo desde el punto de vista de B, intercambiando simplemente las letras A y B en el cuadro 15-1.

Es esencial, para una completa comprensión del cuadro, recordar los siguientes puntos:

1. Los postulados de Einstein niegan el movimiento absoluto en el espacio, como algo observable; en consecuencia todo movimiento debe ser considerado como relativo; entonces cualquier modificación en la apariencia de A vista por B debe ser la misma que la modificación en la apariencia de B vista por A.

2. Todo movimiento es relativo; no hay movimiento absoluto en el espacio; por ello es imposible corregir la velocidad de la luz para tomar en cuenta el movimiento de la fuente. Por consiguiente, el reloj llevado por *B* visto por *A* no estará de acuerdo con el reloj de *A*.

3. La noción diaria de simultaneidad no puede usarse al describir dos sucesos que se producen en sistemas de referencia que se mueven uno respecto del otro. Se necesita una nueva definición de simultaneidad para tomar en cuenta las diferencias en las velocidades aparentes de pasaje de tiempo, así como la distancia que separa ambos sucesos en el espacio. Esto es evidente en virtud de la ecuación 7, apéndice 8.

La teoría especial de la relatividad elimina entonces las hipótesis artificiales que sustentaban primitivamente la teoría del movimiento relativo. Introduce resultados que no se encuentran en la vida diaria. Las velocidades con las cuales se pueden mover los hombres sobre la tierra son tan diminutas, en comparación con la velocidad de la luz, que los efectos de la velocidad sobre las dimensiones de los objetos y sobre los períodos de vibración no son apreciables. Aunque los sucesos terrestres no pueden usarse en general como una comprobación de la teoría no disminuyen en nada su elegancia. Más fácilmente se encuentran comprobaciones en las observaciones astronómicas, o mejor aún, dentro del átomo.

6. Teoría general de la relatividad

Movimiento acelerado; fuerzas mecánicas. La teoría general es más comprensible que la teoría restringida en el sentido que se refiere al movimiento acelerado. Einstein la desarrolló a partir de una base muy simple, a saber, que *la gravitación y el movimiento acelerado son totalmente equivalentes; no se puede distinguir uno de otro.* Se sabe ahora que este principio de equivalencia no es universalmente aplicable pero es válido en muchos casos y puede ser ilustrado mediante las siguientes consideraciones: Supongamos una gran caja que se mueve suavemente (sobre rieles, si se desea) sin sacudidas; supongamos que se coloca un observador dormido dentro de la caja que no tiene ventanas (pero que puede estar provista de luz eléctrica). Si la caja se mueve uniformemente en línea recta, cuando se despierte no podrá decir si está o no en reposo respecto de la tierra. En verdad, esto no importa, como hemos dicho al comienzo de este capítulo. Todo experimento que trata de hacer andará tan bien como si estuviera en su laboratorio. Supongamos ahora que la caja to-

me una curva pronunciada (no peraltada) sobre sus rieles imaginarios. El observador será arrojado hacia la pared exterior de la caja. ¿Dirá "estoy tomando una curva", o "alguien ha inclinado la caja"? Cualquier actitud ofrece una explicación igualmente válida de su movimiento hacia un lado de su cárcel. En verdad su peso lo empuja ahora hacia el piso pero también hacia el costado. Una lámpara que colgara de una cuerda del techo se inclinaría en la misma dirección.

Si en lugar de tomar una curva la caja fuera rápidamente acelerada en línea recta el observador, sentado tranquilamente en su silla, caería probablemente hacia atrás. Sus observaciones sugerirían quizás que debieran mantener el nivel de la caja. Casi todos, al caminar hacia la parte posterior de un ómnibus que arranca rápidamente, hemos sentido la sensación peculiar de estar caminando barranca abajo; mientras que, si caminamos en la misma dirección, cuando el ómnibus para bruscamente sentimos como si estuviéramos subiendo una empinada pendiente.

Estos ejemplos son suficientes para indicar que las fuerzas debidas al movimiento acelerado que experimentamos son indistinguibles de las debidas a la gravitación. Cuando estamos parados sobre la tierra el empuje gravitatorio (nuestro peso) es parcialmente aliviado por la aceleración centrípeta de la tierra a medida que gira alrededor de su eje. Pero ordinariamente distinguimos entre estos efectos únicamente para hacer un cálculo.

★ **Fuerzas electromagnéticas.** Este argumento puede ser ampliado para demostrar que, como las fuerzas gravitatorias y las debidas a la aceleración son frecuentemente indistinguibles, en cualquier fuerza dada es imposible decir qué parte es gravitatoria. Por ello es necesario negar la posibilidad de detectar la aceleración absoluta (con respecto al espacio) por medio de tales fuerzas mecánicas. Aunque las experiencias ópticas y electromagnéticas demuestran que el *movimiento uniforme* absoluto no es demostrable, no se puede afirmar aún que tales experimentos nos conducirán a negar la *aceleración* absoluta. Es entonces un tema para experiencias. Un haz de luz es desviado al atravesar un medio no-uniforme (refracción). Podemos considerar el fenómeno como una aceleración del haz en una dirección perpendicular a su trayectoria debida a las fuerzas eléctricas y magnéticas del medio. Si no hubiera algo como aceleración absoluta sería posible crear una aceleración similar en un haz de luz haciéndolo atravesar un campo gravitatorio. Para el experimento se requiere un cam-

po gravitatorio muy intenso. Se ha investigado la curvadura de la luz de las estrellas al atravesar el sol, para aclarar este punto.

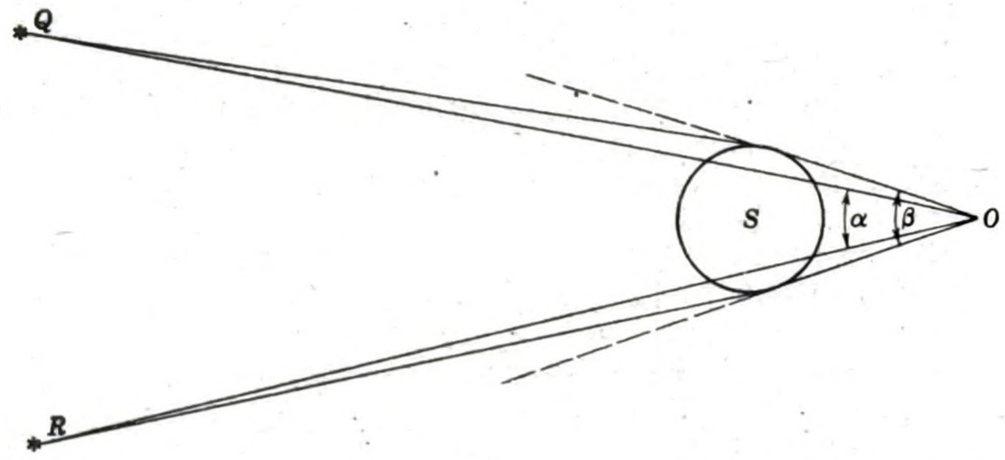


FIG. 15-6. Desviación de la luz de las estrellas en el campo gravitatorio del sol. Cuando el sol está lejos el observador O percibe las estrellas Q y R separadas por un ángulo α. Cuando el sol está en la posición indicada el observador puede justo ver las estrellas por el borde del sol (eclipsado), debido a que la luz de las estrellas es refractada o curvada cuando pasa cerca del sol. En estas circunstancias las estrellas parecen estar separadas por un ángulo β, que es mayor que α.

★ En la fig. 15-6 supongamos que Q y R sean estrellas fijas, S el sol y O un observador. Si estas estrellas se observaran cuando el sol está lejos aparecerían separadas en una distancia α. Si sus rayos son curvados al pasar cerca del sol, las estrellas parecerán estar separadas por una mayor distencia angular β. Esta es una comprobación experimental. Sin embargo solo puede efectuarse en épocas de eclipse total cuando es eliminada la luz perturbadora del sol. El efecto buscado es tan pequeño que los resultados experimentales disponibles son confusos. El ángulo de cuya medición depende el resultado en esta experiencia es de solo 1,7 seg de arco o sea el ángulo subtendido por el diámetro de un disco de 25 mm de diámetro a una distancia de 5,2 kilómetros. A pesar de ello hay más opiniones en favor del desplazamiento de las imágenes estelares, según predice la teoría de Einstein.

7. Consecuencias de la teoría restringida

Daremos aquí solo dos de los más importantes resultados de la teoría restringida. También pueden, por supuesto, ser deducidos de la teoría *general* cuya teoría restringida es un

caso particular. La limitación o restricción es que la velocidad tiene que ser uniforme; en otras palabras, la aceleración debe ser nula.

Variación de la masa con la velocidad. Antes del enunciado de la hipótesis de la relatividad Lorentz había encontrado necesario, al desarrollar la teoría eléctrica de la materia, abandonar el concepto de masa fija para el electrón como se vio en el capítulo II. Las fórmulas matemáticas exigían, en realidad, que la masa aumentase con la velocidad según la ecuación

$$m = km_0 = \frac{m_0}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}} \qquad (4)$$

donde m_0 es la masa de un electrón en reposo y v su velocidad en el éter; m es la masa observada (quizás en un aparato de desviación) por un observador que está en reposo en el éter.

Las consideraciones relativistas exigen que la masa no solo de un electrón sino de cualquier cuerpo varíe con la velocidad de idéntica manera, pero la interpretación de la ecuación es distinta. Si aceptamos el principio de Einstein no es posible seguir hablando de una velocidad v en el éter, o de un observador que está en reposo en él. En la ecuación 4, m_0 es la masa que sería medida por un observador en reposo con respecto al cuerpo; m es la masa que nota otro observador que se mueve con respecto al cuerpo con velocidad v. No aparece para nada una velocidad absoluta. La teoría de Einstein niega su existencia.

Equivalencia de masa y energía. Puede demostrarse que el trabajo hecho al acelerar un cuerpo cuya masa original fuera m_0 a partir de una condición de reposo hasta una velocidad v es m_0c^2 $(k\text{-}1)$ mientras que es evidente, en virtud de la ecuación 4, que la variación en la masa debida al aumento de velocidad es $km_0 - m_0$, es decir, m_0 $(k\text{-}1)$. Esto conduce a la idea de que la masa de un cuerpo (m_0 en reposo) crece a km_0 a la velocidad v porque el cuerpo ahora tiene más energía. Es por consiguiente razonable deducir que el aumento en masa y el aumento en energía están relacionados por la ecuación

$$\text{Aumento en energía} = \text{Aumento en masa} \times c^2$$

Esta ecuación implica que la masa es una forma de energía y que todas las formas de energía tienen masa. Se acepta

generalmente que cualquier cantidad de energía E es equivalente a una masa m, donde

$$E = mc^2 \tag{5}$$

Y como corolario final: si, por cualquier medio, se transforma una masa m en radiación, se crea una cantidad de energía mc^2. Esta afirmación no significa que la masa haya desaparecido totalmente puesto que hemos visto que la radiación tiene masa, en el sentido que lleva impulso (pág. 165). Una aplicación importante de la relación entre la energía masa y otras formas de energía ha sido considerada en la pág. 50 en relación con la estructura de los núcleos de átomos. Allí, por ejemplo, se demostró que un núcleo de helio tiene masa menor que dos neutrones más dos protones. Entonces, para dividir un núcleo de helio en dos protones y dos neutrones, habría que disponer de una gran cantidad de energía. El núcleo de helio o partícula alfa es, por ello, una entidad muy estable.

Significado práctico de la relatividad. Una comprensión de la relatividad no es esencial para aplicar la física a la vida diaria. Para todos, salvo para aquellos científicos que trabajan con partículas materiales que se mueven a muchos miles de kilómetros por segundo, y para los astrónomos que utilizan distancias incomprensiblemente grandes, es de interés puramente académico. No podemos conferir a una bala de rifle una velocidad suficiente como para apreciar su variación de masa ni dar a un automóvil la velocidad necesaria para observar un retardo del reloj. Estos efectos dependen del factor k que es muy próximo a la unidad, a menos que v sea comparable con la velocidad de la luz.

Sin embargo es evidente que, si sondeamos la naturaleza fundamental de las cosas, debemos estar preparados para modificar el esquema newtoniano de las leyes naturales. La geometría euclídea no es más una descripción verdadera de las propiedades del espacio. En todos los temas inaccesibles a la observación directa las investigaciones tienen que estar guiadas por grandes principios que son válidos en los rangos más amplios posibles de condiciones. Entre estos principios la teoría de la relatividad de Einstein tiene prioridad.

REFERENCIAS

Apéndice 9, refs. 5, 7, 24, 26, 30, 31, 33, 56, 69, 104.

PROBLEMAS

1. Usando la ecuación $L = kL'$, verificar los resultados de la pág. 528.
2. Calcular la masa de un electrón que se mueve con una velocidad igual a 1/10, 9/10 de la velocidad de la luz.
3. ¿Cuál es la masa de un electrón cuya energía cinética es de $1{,}8 \times 10^{-7}$ ergios?
4. ¿Cuál es la velocidad de un protón cuya masa es de $2{,}00 \times \times 10^{-24}$ g?
5. Usando la ecuación 5, $E = mc^2$, calcular la cantidad de energía liberada por aniquilación de un positrón y un electrón.
6. Usar el resultado del problema 5 para determinar la frecuencia de un cuanto que pudiera producir, simultáneamente, un positrón y un electrón, ambos con una energía cinética de 5×10^5 ev.
7. ¿Cuál es la energía del protón del problema 4, en Mev?
8. El retraso (en distancia) de un haz respecto de otro en el interferómetro móvil de Michelson es lv^2/c^2 (ver pág. 522). Usando esta fórmula, verificar el resultado calculado directamente en el ejemplo de los dos remeros.
9. Probar la fórmula lv^2/c^2 dada en la pág. 522 suponiendo que v es pequeña en comparación con c.

RESPUESTAS A LOS PROBLEMAS

2. $9{,}15 \times 10^{-28}$ g; $20{,}9 \times 10^{-28}$ g
3. $11{,}1 \times 10^{-28}$ g
4. $1{,}66 \times 10^{10}$ cm/seg
5. $1{,}638 \times 10^{-6}$ erg
6. $4{,}89 \times 10^{20}$ por seg
7. 186 Mev
8. La fórmula da 1,82 metros; un cálculo exacto (pág. 518) da 1,92 metros

APÉNDICES

APÉNDICE I

UNIDADES ELÉCTRICAS

A. El sistema CGS electrostático

1. La unidad cgs electrostática de carga, llamada a veces esculombio o statculombio, es la carga "puntual" que repele una carga "puntual" igual colocada a una distancia de 1 cm en el vacío, con una fuerza de 1 dina.

2. La unidad cgs electrostática de intensidad de campo es el campo en el que 1 esculombio sufre una fuerza de 1 dina. Por consiguiente, es 1 dina/esculombio.

3. La unidad cgs electrostática de diferencia de potencial (o esvoltio) es la diferencia de potencial entre dos puntos tales que se efectúa 1 ergio de trabajo al llevar 1 esculombio desde un punto al otro. Es 1 ergio/esculombio.

B. El sistema CGS electromagnético

1. El polo magnético unitario es un polo "puntual" que repele un polo igual colocado a una distancia de 1 cm en vacío, con una fuerza de 1 dina.

2. La unidad de intensidad de campo magnético, el oersted, es el campo donde un polo unitario sufre una fuerza de 1 dina. Es 1 dina/polo unitario.

3. La unidad absoluta de corriente (o abamperio) es la corriente que en una espira circular de 1 cm de radio produce una campo magnético cuya intensidad es de 2π dinas/ (polo unitario) en el centro del círculo. Un abamperio es aproximadamente igual a 3×10^{10} esamperios, o 10 amp.

4. La unidad cgs electromagnética de carga (o abculombio) es la cantidad de electricidad que en 1 seg atraviesa cualquier sección de un conductor que tiene una corriente estacionaria de 1 abamperio. Un abculombio es igual a 10 culombios.

5. La unidad cgs electromagnética de diferencia de potencial (o abvoltio) es la diferencia de potencial entre dos puntos tal que se efectúa un trabajo de 1 ergio al llevar 1 abculombio de un punto al otro. Un abvoltio $= 10^{-8}$ voltios $=$ aproximadamente $1/(3 \times 10^{10})$ esvoltio.

C. Unidades eléctricas prácticas y sus equivalentes en sistemas absolutos

Unidad	*Práctico*	*Electrostático cgs*	*Electromágnético cgs*
Cantidad de electricidad	1 culombio	3×10^9 esculombios	1/10 abculombio
Corriente	1 amperio	3×10^9 esamperios	1/10 abamperios
Diferencia de potencial	1 voltio	1/300 esvoltio	10^8 abvoltios
Intensidad de campo eléctrico	1 voltio/cm	1/300 dina/esculombio	10^8 abvoltios/cm

D. Algunas relaciones de energía

1 esvoltio × 1 esculombio = 1 ergio
1 abvoltio × 1 abculombio = 1 ergio
1 voltio × 1 culombio = 10^7 ergios = 1 julio

El electrón-voltio es igual al trabajo realizado cuando un electrón es llevado de un punto a otro que difiere en 1 voltio de potencial.

1 electrón-voltios $\cong 4{,}80 \times 10^{-10}$ esculombio × 1/300 esvoltios
$\cong 1{,}60 \times 10^{-12}$ ergios

APÉNDICE II

CONSTANTES FÍSICAS Y FACTORES DE CONVERSIÓN *

Constantes numéricas

e (base de los logaritmos naturales)	2,718
log. 10	2,303
π^2	9,870

Longitudes, áreas

Micrón	μ	10^{-4} cm
Angstrom	A	10^{-8} cm
Unidad X	XU	10^{-11} cm
Longitud de onda de un fotón de 1 voltio	——	12,396 A
Espaciado reticular de la calcita a 20°C	d	3,036 A
Separación entre el electrón y el protón en el estado fundamental del H	a_0	$0{,}5291 \times 10^{-8}$ cm
Longitud de onda de Compton	h/m_0c	$2{,}426 \times 10^{-10}$ cm
"Radio convencional del electrón", pág. 477.	e^2/m_0c^2	$2{,}8175 \times 10^{-13}$ cm
Onda de De Broglie de un electrón de 1 voltio	h/m_0v	12,26 A
Barn	——	10^{-24} cm^2

* Los valores que son resultado de mediciones han sido tomados principalmente de un cuadro de J.-A. BEARDEN y H. M. WATTS, *Phys. Rev.*, 81, 73 (1951). Con pocas excepciones han sido redondeados a 4 cifras significativas, aunque las constantes, en la mayoría de los casos, se conocen con mayor precisión.

La situación respecto de las masas atómicas es que las pequeñas diferencias se conocen a menudo con considerable precisión pero algunas discrepancias no han sido aún totalmente explicadas. El conjunto particular de equivalentes de masa presentado aquí proviene del apéndice 9, ref. 68.

Masas y equivalentes de masa

Electrón	m_0	$9{,}107 \times 10^{-28}$ g $5{,}488 \times 10^{-4}$ UMA
1/16 masa de O^{16} = unidad de masa atómica	UMA	$1{,}6595 \times 10^{-24}$ g 931,1 Mev
Protón	M_H	$1{,}6722 \times 10^{-24}$ g 1,00758 UMA
Neutrón	M_N	$1{,}6744 \times 10^{-24}$ g 1,00894 UMA
Deuterón	M_D	$3{,}343 \times 10^{-24}$ g 2,01417 UMA
Partícula alfa	M_α	$6{,}642 \times 10^{-24}$ g 4,00729 UMA
Atomo de H^1		1,00813 UMA
Atomo de H^2		2,01472 UMA
Atomo de He^4		4,00389 UMA
Masa del protón sobre masa del electrón	M_H/m_0	1,836,1

Energías y velocidades

Electrón-voltio ⌙ 4,80 esculombio × 1/300 ues	ev	$1{,}602 \times 10^{-12}$ ergio
Millón de electrón-voltios	Mev	$1{,}074 \times 10^{-3}$ UMA
Energía equivalente a la masa del electrón	m_0c^2	0,5110 Mev
Energía de ionización del átomo de H	—	13,60 ev
Velocidad de un electrón de 1 voltio	—	$5{,}931 \times 10^7$ cm/seg
Velocidad de la luz	c	$2{,}9979 \times 10^{10}$ cm/seg
	c^2	$8{,}9874 \times 10^{20}$ (cm/seg)^2

Otras constantes electrónicas y atómicas

Carga electrónica	e	$4{,}802 \times 10^{-10}$ ues $1{,}602 \times 10^{-20}$ uem
Carga/masa para el electrón	e/m_0	$5{,}273 \times 10^{17}$ ues/g $1{,}759 \times 10^7$ uem/g
Constante de Planck	h	$6{,}624 \times 10^{-27}$ ergios seg, o $4{,}135 \times 10^{-15}$ ev seg
Unidad de impulso angular	$h/2\pi$	$1{,}054 \times 10^{-27}$ ergio seg
Constante de Duane (pág. 100)	h/e	$1{,}379 \times 10^{-17}$ ergio seg/ues
Constante de Rydberg Para el átomo de H^1		109.678 cm^{-1}
Para masa infinita		109.737 cm^{-1}
Magnetón de Bohr	μ_B	$9{,}271 \times 10^{-20}$ ergios/oersted
Constante de estructura fina	α	$7{,}297 \times 10^{-3} = 1/137{,}04$

Constantes usadas en cinética y teoría de la radiación

Constante de los gases	R	$8{,}314 \times 10^7$ ergio/(mol°C)
Constante de Boltzmann (constante de los gases para 1 molécula)	$k = R/N$	380×10^{-16} ergio/(°Cmoléc.)
Volumen molar del gas perfecto a 0°C y 760 mm de Hg	V_m	22,415 cm^3/mol

Faraday *	F	9,652,2 uem/equivalente
Número de Avogadro	$N = F/e$	$6{,}025 \times 10^{23}$ moléculas/mol
Número de moléculas en 1 cm^3 de gas perfecto a 0°C y 760 mm de Hg	F/eV_m	$2{,}687 \times 10^{19}$ moléculas/cm^3
Energía cinética promedio de una molécula a 0°C y 760 mm de Hg ($T_0 = 273{,}16$°K)	$3/2\ kT_0$	$5{,}655 \times 10^{-14}$ ergio
Constante de Stefan-Boltzmann	$\sigma = \frac{2\pi^5k^4}{15h^3c^2}$	$5{,}669 \times 10^{-5}$ ergio (cm^2 grado 4 seg)
Primera constante de la radiación (pág. 89)	c_1	$4{,}99 \times 10^{-15}$ ergio cm
Segunda constante de la radiación	$c_2 = hc/k$	1,439 cm°C

* Basada en la escala "física" de pesos atómicos, en la cual $O^{16} = 16$ exactamente. En la escala química, el valor 16 corresponde a la mezcla natural de isótopos de oxígeno. Ambos difieren en 0,018 %.

APÉNDICE III

PROPIEDADES DE LAS PARTÍCULAS ELEMENTALES

Partícula	*Carga*	*Masa*	*Spin en unidades* $h/2\pi$	*Momento magnético*	*Estadística*
Electrón	$-e$	m_0	1/2	$-\mu_e$	F
Positrón	$+e$	m_0	1/2	$+\mu_e$	F
Fotón	0	0	1?	0	B
Neutrino	0	0?	1/2	0	F
Protón	$+e$	$1836m_0$	1/2	$+2{,}793\mu_n$	F
Neutrón	0	$1839m_0$	1/2	$-1{,}914\mu_n$	F
Mesones					
μ	$\pm e$	$207m_0$	1/2	?	F
π^+, π^-	$\pm e$	$273m_0$	0, ?	?	B
π^0	0	$262m_0$	0	?	B

Notación

Carga del protón $= e = 4{,}8 \times 10^{-10}$ ues
Masa del electrón $= m_0 = 9{,}11 \times 10^{-28}$ g
Unidad de spin $= h/2\pi = 1{,}05 \times 10^{-27}$ ergio seg. Los valores dados representan la componente paralela al campo magnético aplicado.
Ver la pág. 417 para una discusión del impulso angular total.
En la sexta columna *F* se refiere a la estadística de Fermi y *B* a la de Bose. Ver págs. 297 y 879.
Magnetón de Bohr $= \mu_e = (h/2\pi)\ (e/2m_0c)$.
Magnetón nuclear $= \mu_n = (h/2\pi)\ (e/m_pc)$, donde m_p = masa del protón igual a 1.836 masas electrónicas.

APÉNDICE IV

COMPORTAMIENTO DE LAS PARTÍCULAS ELEMENTALES

Proceso	*Fotones*	*Electrones*	*Protones*	*Neutrones*
Producción	Frenado de electrones rápidos por núcleos. (Choque-radiación) Rayos gamma del núcleo. Radiación X y luz de los átomos ionizados o excitados por cualquier medio.	Producción de pares por rayos gamma. Radiación beta. (Recordar al neutrino.)	Desintegración del neutrón: $n \rightarrow p + e^-$ + Neutrino + Energía cinética Emisión por los núcleos.	Inversa de la desintegración del neutrón si hay energía cinética disponible. Emisión por los núcleos.
			El protón y el neutrón se consideran dos "estados" de una sola partícula pesada, que difieren tanto en carga como en energía.	
Dispersión por electrones	Proceso Compton: $h\nu + e$ at en reposo $\rightarrow h\nu' + e$ en movimiento.	Causa secundaria de dispersión. $\sim Z$; pero la pérdida de energía es grande.	Desviación por electrones muy pequeña. Principal causa de la pérdida de energía.	Despreciable, porque el neutrón no tiene carga (pequeña interacción entre los momentos magnéticos).
Dispersión por núcleos *Elástica*	Dispersión nuclear despreciable.	Principal causa de dispersión. $\sim Z^2$.	Principal causa de dispersión. La pérdida de energía aumenta cuando la masa de la partícula chocada es menor.	Principal causa de dispersión. La pérdida de energía aumenta cuando la masa del núcleo chocado se hace menor.
Inelástica	Dispersión nuclear despreciable.	El electrón excita al núcleo.	El protón excita al núcleo.	El neutrón excita al núcleo.
Gran pérdida en placa de espesor x	Exponencial: $I = I_0 e^{-\mu x}$	Caída lenta, alcance máximo definido. Pérdida/cm $\sim 1/v$, hasta energías de varios cientos de ev.	Disminución rápida en un rango aproximadamente definido.	Aprox. exponencial para neutrones rápidos. La pérdida de neutrones lentos es complicada pues se producen dispersión y absorción.
Desaparición	Fotoefecto: Aumenta en cada potencial de ionización del átomo y luego cae. Disminución lenta más allá del límite *K*.	Aniquilación de pares con emisión de dos fotones de 0,5 Mev. (Es rara la aniquilación de un cuanto en el campo del núcleo.)	Penetran en los núcleos si la energía es suficiente para sobrepasar la barrera de Coulomb.	Todos los núcleos absorben neutrones. Aprox., el efecto aumenta cuando v disminuye; pero la resonancia produce una intensa absorción. Las secciones eficaces varían tremendamente.
	Producción de pares en el campo de un núcleo, si $h\nu \geqq 2m_0c^2$. Fotodesintegración del núcleo.	El electrón desintegra al núcleo. Captura *K*.		

APÈNDICE V

SISTEMA PERIÓDICO DE LOS ELEMENTOS

Período	Grupo I a	Grupo I b	Grupo II a	Grupo II b	Grupo III a	Grupo III b	Grupo IV a	Grupo IV b	Grupo V a	Grupo V b	Grupo VI a	Grupo VI b	Grupo VII a	Grupo VII b	Grupo VIII a	Grupo VIII b
I	1 H 1,0080															2 He 4,003
II	3 Li 6,940		4 Be 9,013			5 B 10,82		6 C 12,010		7 N 14,008		8 O 16,0000		9 F 19,00		10 Ne 20,183
III	11 Na 22,997		12 Mg 24,32			13 Al 26,98		14 Si 28,09		15 P 30,975		16 S 32,066		17 Cl 35,457		18 A 39,944
IV	19 K 39,100	29 Cu 63,54	20 Ca 40,08	30 Zn 65,38	21 Sc 44,96	31 Ga 69,72	22 Ti 47,90	32 Ge 72,60	23 V 50,95	33 As 74,91	24 Cr 52,01	34 Se 78,96	25 Mn 54,93	35 Br 79,916	26 Fe 27 Co 28 Ni 55,85 58,94 58,69	36 Kr 83,80
V	37 Rb 85,48	47 Ag 107,880	38 Sr 87,63	48 Cd 112,41	39 Y 88,92	49 In 114,76	40 Zr 91,22	50 Sr 118,70	41 Nb 92,91	51 Sb 121,76	42 Mo 95,95	52 Te 127,61	43 Tc [99]	53 I 126,91	44 Ru 45 Rh 46 Pd 101,7 102,91 106,7	54 Xe 131,3
VI	55 Cs 132,91	79 Au 197,2	56 Ba 137,36	80 Hg 200,61	57 a 71 Tierras raras *	81 Tl 204,39	72 Hf 178,6	82 Pb 207,21	73 Ta 180,88	83 Bi 209,00	74 W 183,92	84 Po 210	75 Re 186,31	85 At [210]	76 Os 77 Ir 78 Pt 190,2 193,1 195,23	86 Rn 222
VII	87 Fr [223]		88 Ra 226,05		89 a 98 Actínidos **											

* **Tierras raras:** 57 La 138,92 | 58 Ce 140,13 | 59 Pr 140,92 | 60 Nd 144,27 | 61 Pm [145] | 62 Sm 150,43 | 63 Eu 152,0 | 64 Gd 156,9 | 65 Tb 159,2 | 66 Dy 162,46 | 67 Ho 164,94 | 68 Er 167,2 | 69 Tm 169,4 | 70 Yb 173,04 | 71 Lu 174,99

** **Actínidos:** 89 Ac 227 | 90 Th 232,12 | 91 Pa 231 | 92 U 238,07 | 93 Np [237] | 94 Pu [242] | 95 Am [243] | 96 Cm [243] | 97 Bk [245] | 98 Cf [246]

El peso atómico entre corchetes corresponde al isótopo de mayor período. Los elementos 99 y 100 fueron fabricados en 1954 en muy pequeñas cantidades.

APÉNDICE VI

PROPIEDADES DE LOS ISÓTOPOS LIVIANOS

Isótopo	Abundancia porcentual	Spin, estado normal	Desintegración	Período	Peso isotópico del átomo	Energía de ligadura (Mev)	Energía de ligadura por partícula (Mec)
n^1 Protón		1/2	ϵ^-	10 a 30 min	1,00894 (1,00758)		
H^1	99,98	1/2			1,00813		
H^2	0,02	1			2,01472	2,19	1,09
H^3		1/2	ϵ^-	11 a 12 años	3,01703	8,36	2,79
He^3	$\sim 10^{-3}$	1/2			3,01701	7,63	2,54
He^4	~ 100	0			4,00389	28,2	7,04
He^5	—	?	$\alpha + n$	Muy corto	5,0138	27,3	5,45
He^6	—	?	ϵ^-	0,89 seg	6,02073	29,1	4,86
Li^6	7,4	1			6,01695	31,9	5,32
Li^7	92,6	3/2			7,01820	39,1	5,59
Li^8		?	ϵ^-, 2α	0,9 seg	8,02500	41,0	5,13
Be^7	—	?	K, γ	43 a 52 días	7,01916	37,4	5,34
Be^8	—	?	2α	Corto	8,00781	56,3	7,04
Be^9	100	?	ϵ^-	2,5-2,9x10⁶ años	9,01499	57,9	6,44
Be^{10}	—	?			10,01666	64,7	6,47
B^9	—	?	$2\alpha + p$	Muy corto	9,01618	56,1	6,23
B^{10}	18,8	3			10,01606	64,5	6,45
Be^{11}	81,2	3/2	ϵ^-	0,027 a 0,022 seg	11,01283	76,8	6,89
B^{12}	—	?			12,01828	79,1	6,59
C^{10}	—	?	ϵ^+	20 seg	10,02076	59,4	5,94
C^{11}	—	?	ϵ^+	20 min	11,01498	73,1	6,64
C^{12}	98,9	0			12,00386	91,8	7,65
C^{13}	1,1	1/2			13,00759	96,6	7,43
C^{14}	—	0	ϵ^-	~5.000 años	14,00771	104,8	7,49

APÉNDICE VII

DEDUCCIÓN DE LAS ECUACIONES DE TRANSFORMACIÓN DE LORENTZ

Sean S y S' dos sistemas análogos, el primero formado por una terna fija de ejes rectangulares xyz, el segundo formado por una terna paralela $x'y'z'$. S permanece en reposo en nuestro laboratorio, mientras que S', que coincidía con el sistema S al tiempo $t = 0$, se mueve a lo largo del eje x hacia valores crecientes de x con velocidad v. El postulado fundamental de Einstein dice que la velocidad de la luz c es la misma en ambos sistemas. Supongamos que en el sistema S, un punto que está sobre un frente de ondas de esféricas que se inicia para $t = 0$ y sale del origen, alcanza una posición x, y, z después de un tiempo t. Entonces

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2 \qquad (1)$$

La posición x, y, z en el sistema S está descrita por coordenadas diferentes x', y', z' en el sistema S'. La ecuación 1 para el sistema móvil resulta

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 = c^2t'^2 \qquad (2)$$

Nuestro objeto es hallar relaciones entre x, y, z, t, x', y', z', t' tales que valgan las ecuaciones 1 y 2. Sabemos que el espacio es homogéneo y el movimiento no es acelerado; además, las relaciones entre las coordenadas primas y las no primas son lineales. Si no lo fueran un solo suceso observado en S no parecería único a los observadores de S', y viceversa.

Es evidente por simetría que $y' = y$ y $z' = z$. Además, x' debe ser proporcional a $(x - vt)$ porque x' es nula cuando x y t son nulas. Pondremos

$$x' = k(x - vt) \qquad \text{y} \qquad t' = \alpha x + \beta y + \gamma z + \delta t \qquad (3)$$

donde los coeficientes k, α, β, γ, δ son funciones sólo de la velocidad v.

En la ecuación 2, si introducimos estos valores, resulta

$$k^2(x - vt)^2 + y^2 + z^2 = c^2(\alpha x + \beta y + \gamma z + \delta t)^2$$

Desarrollando y ordenando obtenemos

$$(k^2 - c^2\alpha^2)x^2 + (1 - c^2\beta^2)y^2 + (1 - c^2\gamma^2)z^2 - 2c^2\alpha\beta \cdot xy - 2c^2\alpha\gamma \cdot xz - 2c^2\beta\gamma \cdot yz =$$
$$(c^2\delta^2 - k^2v^2)t^2 + 2(k^2v + c^2\alpha\delta)xt + 2c^2\beta\delta \cdot yt + 2c^2\gamma\delta \cdot zt$$

Pero ésta es equivalente a la ecuación 1. Comparando coeficientes tenemos

$$\alpha\beta = \alpha\gamma = \beta\gamma = \beta\delta = \gamma\delta = 0, \quad k^2v + c^2\alpha\delta = 0,$$
$$k^2 - c^2\alpha^2 = 1, \quad 1 - c^2\beta^2 = 1, \quad 1 - c^2\gamma^2 = 1, \quad c^2\delta^2 - k^2v^2 = c^2$$

Despejando α, β, γ, δ, k, resulta

$$\beta = \gamma = 0, \quad \alpha = -kv/c^2, \quad \delta = k, \quad k = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$$

Las ecuaciones 3 toman entonces la forma

$$x' = k(x - vt) \qquad t' = k(t - vx/c^2) \qquad (4)$$

donde $k = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$.

Estas son las ecuaciones de transformación de Lorentz mencionadas en la pág. 525.

APÉNDICE VIII

DEDUCCIÓN DE LA TRANSFORMACIÓN DE LONGITUD $L = kL'$

Supongamos que A observa dos puntos x_1, x_2, fijos con respecto a él, a los tiempos t_1, t_2. Si los observa B, mide x_1', x_2' a los tiempos t_1', t_2'. Tenemos

$$x_1' = k(x_1 - vt_1) \tag{1}$$

$$x_2' = k(x_2 - vt_2) \tag{2}$$

donde v es la velocidad relativa de A y B y k, como antes, es $\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$. Escribiendo la ecuación 2, pág. 525, para dos instantes distintos, tenemos

$$t_1' = k(t_1 - vx_1/c^2) \tag{3}$$

$$t_2' = k(t_2 - vx_2/c^2) \tag{4}$$

De las ecuaciones 1 y 3 resulta

$$x_1 = k(x_1' + vt_1') \tag{5}$$

y con este valor, obtenemos

$$t_1 = k(t_1' + vx_1'/c^2) \tag{6}$$

Estas ecuaciones se refieren a la apariencia de B observada por A. Las ecuaciones son de la misma forma que 1 y 3 excepto un cambio de menos a más. Pero no debe olvidarse que si B le parece a A moverse hacia adelante, entonces a B le parece que A se mueve hacia atrás, de manera que el comportamiento de A visto por B es idéntico al comportamiento de B visto por A.

Restando la ecuación 3 de la ecuación 4 tenemos una expresión que nos da el intervalo de tiempo:

$$t_2' - t_1' = k(t_2 - t_1) - \frac{kv}{c^2}(x_2 - x_1) \tag{7}$$

Si los dos instantes se refieren a sucesos que se producen en el mismo lugar según A, entonces $x_2 = x_1$, y

$$t_2' - t_1' = k(t_2 - t_1) \tag{8}$$

de manera que, como k es mayor que 1, $(t_2' - t_1')$ es mayor que $(t_2 - t_1)$. Es decir que el intervalo de tiempo necesario para que se produzca un cierto proceso en reposo con respecto a A, es juzgado más largo por un

observador móvil. Además, si la ecuación 5 y su análoga $x_2 = k(x_2' + vt_2')$ se refieren a sucesos que se producen al mismo tiempo en el sistema con primas, entonces $t_1' = t_2'$ y

$$x_2 - x_1 = k(x_2' - x_1') \tag{9}$$

o

$$L = kL' \tag{10}$$

L indica una longitud en el sistema de referencia de A medida por A; resulta mayor que la misma longitud observada por B, que se está moviendo respecto de A.

APÉNDICE IX

BIBLIOGRAFÍA

1. F. L. ARNOT, *Collision Processes in Gases*, Methuen and Co., Ltd., 1950, 4ª edición.
2. F. W. ASTON, *Mass Spectra and Isotopes*, Longmans, Green and Co., 1942, 2ª edición.
3. Informes de la Atomic Energy Commission, cedidos por el Gobierno de Estados Unidos, Oficina de Impresión, Washington 25, D. C.: quinto informe, *Atomic Energy Development;* sexto informe, *Atomic Energy and the Life Sciences*; séptimo informe *Atomic Energy and the Physical Sciences*; *Isotopes, a Three-Year Summary of U. S. Distribution* (contiene una extensa bibliografía sobre la utilización de isótopos).
4. L. F. BATES, *Modern Magnetism*, Cambridge University Press, 1948, 2ª edición.
5. P. G. BERGMANN, *Introduction to the Theory of Relativity*, Prentice-Hall, 1947.
6. H. A. BETHE, *Elementary Nuclear Theory*, John Wiley and Sons, 1947.
7. H. BONDI, *Cosmology*, Cambridge University Press, 1952.
8. R. M. BOZORTH, *Ferromagnetism*, D. Van Nostrand Co., 1951.
9. W. H. y W. L. BRAGG, *The Crystalline State*, G. Bell & Sons, 1949.
10. W. H. y W. L. BRAGG, *X-Rays and Crystal Structure*, 4ª ed., G. Bell & Sons, 1924.
11. BRITISH INFORMATION SERVICE, "Statement Relating to the Atomic Bomb", Londres, H. M. Stationery Office, 1945; reimpreso en *Rev. Modern Phys.* 17, 472 (1945).
12. T. B. BROWN, *Foundations of Modern Physics*, John Wiley and Sons, 1949, 2ª edición.
13. E. F. BURTON y W. H. KOHL, *The Electron Microscope*, Reinhold Publishing Corp., 1946, 2ª edición.
14. G. L. CLARK, *Applied X-Rays*, McGraw-Hill Book Co., 1940, 3ª edición.
15. COLSTON RESEARCH SOCIETY, *Cosmic Radiation*, Londres, Butterworth's Scientific Publications, 1949.
16. A. H. COMPTON y S. K. ALLISON, *X-Rays in Theory and Experiment*, D. Van Nostrand Co., 1935.
17. K. T. COMPTON y F. L. MOHLER, "Critical Potentials," *Bull. 48, National Research Council*, Washington, D. C., 1924.
18. J. M. CORK, *Heat*, John Wiley & Sons, 1942, 2ª edición.
19. J. M. CORK, *Radioactivity and Nuclear Physics*, D. Van Nostrand Co., 1947.

20. J. A. CROWTHER, *Ions, Electrons and Ionizing Radiations*, Longmans, Green and Co., 1949, 8ª edición.
21. K. K. DARROW, *Introduction to Contemporary Physics*, D. Van Nostrand Co., 1939, 2ª edición.
22. K. K. DARROW, *The Renaissance of Physics*, Macmillan Co., 1936.
23. S. DUSHMAN, *The Elements of Quantum Mechanics*, John Wiley and Sons, 1938.
24. A. S. EDDINGTON, *Space, Time and Gravitation*, Cambridge University Press, 1923.
25. A. EINSTEIN, *The Meaning of Relativity*, Princeton University Press, 1950.
26. A. EINSTEIN y L. INFELD, *The Evolution of Physics*, Simon y Schuster, 1938.
27. E. FEENBERG, *Revs. Modern Phys.*, 19, 239 (1947).
28. E. FERMI, "Quantum Theory of Radiation," *Rves. Modern Phys.*, 4, 87, 1932.
29. W. FINKELBURG, *Atomic Physics*, McGraw Hill Book Co., 1950.
30. PHILIPP FRANK, *Between Physics and Philosophy*, Harvard University Press, 1941.
31. PHILIPP FRANK, *Relativity, A Richer Truth*, Beacon Press, 1950.
32. G. GAMOW, *Atomic Energy in Cosmic and Human Life*, Macmillan Co., 1947.
33. G. GAMOW, *Mr. Tompkins in Wonderland*, Macmillan Co., 1940.
34. W. GENTNER, H. MAIER-LEIBNITZ y W. BOTHE, *Atlas Typischer Nebelkammerbilder* (Atlas de Fotografías de Cámaras de Niebla Típicas), Berlín, Springer, 1940.
35. O. GLASSER, *Dr. W. C. Röntgen*, Springfield, C. C. Thomas, III, 1945.
36. O. GLASSER y otros, *Physical Foundations of Radiology*, Harper & Brothers, 1950.
37. S. GLASSTONE y M. C. EDLUND, *The Element of Nuclear Reactor Theory*, D. Van Nostrand Co., 1952.
38. MARÍA GOEPPERT-MAYER, trabajos sobre la clasificación sistemática de los núcleos, *Phys. Rev.*, 74, 235 (1948) y 78, 16 y 22 (1950).
39. CLARK GOODMAN (editor), cuerpo editorial del M.I.T., *The Science and Engineering of Nuclear Power*, Cambridge, Mass., Addison-Wesley Press, 1947.
40. W. GORDY, W. V. SMITH y R. TRAMBARULO, *Microwave Spectroscopy*, John Wiley & Sons, 1953.
41. G. W. GRAY, "Cosmic Rays" (artículo de divulgación), *Sci. American*, Marzo, 1949, pág. 28.
42. R. W. GURNEY, *Elementary Wave Mechanics*, Macmillan Co., 1935.
43. D. HALLIDAY, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 1950.
44. G. P. HARNWELL y J. J. LIVINGOOD, *Experimental Atomic Physics*, McGraw-Hill Book Co., 1953.
45. W. HEISENBERG, *Cosmic Radiation*, traducido por T. H. Johnson, Dover Publications, 1946.
46. G. HERZBERG, *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Dover Publications. 1944, 2ª edición.
47. G. HERZBERG, *Molecular Spectra and Molecular Structure*, vol. I, *Spectra of Diatomic Molecules*, D. Van Nostrand Co., 1950, 2ª edición.
48. G. V. HEVESY, *Radioactive Indicators*, Interscience Publishers, 1948.
49. G. HEVESEY y F. PANETH, *A Manual of Radioactivity*, Oxford University Press, 1948.
50. J. B. HOAG y S. A. KORFF, *Electron and Nuclear Physics*, D. Van Nostrand Co., 1948, 3ª edición.

51. A. L. HUGHES y L. A. DUBRIDGE, *Photoelectric Phenomena*, McGraw-Hill Book Co., 1932.
52. G. F. HULL, *Elementary Survey of Modern Physics*, Macmillan Co., 1949.
53. R. F. HUMPHREYS y R. BERINGER, *First Principles of Atomic Physics*, Harper and Brothers, 1950.
54. L. JANOSSY, *Cosmic Rays.*, Oxford University Press, 1948.
55. G. E. M. JAUNCEY, *Modern Physics*, D. Van Nostrand Co., 1948, 3ª edición.
56. J. H. JEANS, *The New Background of Science*, The Macmillan Co., 1933.
57. F. A. JENKINS y H. E. WHITE, *Fundamentals of Physical Optics*, Mc Graw-Hill Book Co., 1937.
58. W. JEVONS, *Report on Band Spectra of Diatomic Molecules*, Cambridge University Press, 1932.
59. R. C. JOHNSON, *Atomic Spectra*, Methuen & Co., 1950, 2ª edición.
60. S. A. KORFF, *Electron and Nuclear Counters*, D. Van Nostrand Co., 1946.
61. R. E. LAPP y H. L. ANDREWS, *Nuclear Radiation Physics*, Prentice-Hall, 1948.
62. L. LEPRINCE-RINGUET, *Cosmic Rays*, traducido por Fay Ajzenberg, Prentice-Hall, 1950.
63. L. B. LOEB, *Atomic Structure*, John Wiley and Sons, 1938.
64. L. B. LOEB, *Fundamentals of Electricity and Magnetism*, John Wiley & Sons, 1947, 3ª edición.
65. L. B. LOEB, *Kinetic Theory of Gases*, McGraw-Hill Book Co., 1934.
66. K. LONSDALE, *Crystals and X-Rays*, D. Van Nostrand Co., 1949.
67. J. MACK, "Table of Nuclear Moments", *Revs. Modern Phys.*, 22, 64 (1950).
68. J. MATTAUCH y A. FLAMMERSFELD, *Report on Isotopes*, Tübingen, 1949.
69. A. A. MICHELSON, *Studies in Optics*, University of Chicago Press, 1927.
70. R. A. MILLIKAN, *Electrons (+ and —), Protons, Photons, Neutrons and Cosmic Rays*, ed. revisada, University of Chicago Press, 1947.
71. A. C. G. MITCHELL y M. W. ZEMANSKY, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, 1934.
72. D. J. X. MONTGOMERY, *Cosmic Ray Physics*, Princeton University Press, 1949.
73. N. F. MOTT y R. W. GURNEY, *Electronic Processes in Ionic Crystals*, Oxford University Press, 1948.
74. O. OLDENBERG, *Introduction to Atomic Physics*, McGraw-Hill Book Co., 1949.
75. L. A. PAULING y S. A. GOUDSMIT, *The Structure of Line Spectra*, MacGraw-Hill Book Co., 1930.
76. J. PERRIN, *Brownian Movements and Molecular Reality*, Londres, Taylor & Francis, 1910.
77. E. POLLARD y W. L. DAVIDSON, *Applied Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, 1951, 2ª edición.
78. C. F. POWELL y G. P. S. OCCHIALINI, *Nuclear Physics in Photographs*, Oxford University Press, 1947.
79. F. RASETTI, *Elements of Nuclear Physics*, Prentice-Hall, 1936
80. F. O. RICE y E. TELLER, *The Structure of Matter*, John Wiley and Sons, 1949.
81. O. K. RICE, *Electronic Structure and Chemical Binding*, McGraw-Hill Book Co., 1935.

82. F. K. RICHTMYER y E. H. KENNARD, *Introduction to Modern Physics*, McGraw-Hill Book Co., 1947, 4ª edición.
83. J. K. ROBERTSON, *Radiology Physics*, D. Van Nostrand Co., 1948.
84. G. D. ROCHESTER y J. G. WILSON, *Cloud-Chamber Photographs of the Cosmic Radiation*, Academic Press, 1952.
85. B. ROSSI, "Cosmic Ray Phenomena", *Revs. Modern Phys.*, 20, 537 (1948).
86. B. ROSSI, *High-Energy Particles*, Prentice-Hall, 1952.
87. A. E. RUARK y H. C. UREY, *Atoms, Molecules and Quanta*, McGraw-Hill Book Co., 1930.
88. E. RUTHERFORD, J. CHADWICK y C. D. ELLIS, *Radiations from Radioactive Substances*, Macmillan Co., 1930.
89. G. T. SEABORG y I. PERLMAN, "Table of Isotopes", *Revs. Modern Phys.*, 20, 585 (1948). Ver también J. M. HOLLANDER, I. PERLMAN y G. T. SEABORG, *Revs. Modern Phys.*, 25, 469 (1953).
90. H. SEMAT, *Introduction to Atomic Physics*, Rinehart and Co., 1946.
91. M. M. SHAPIRO, "Tracks of Nuclear Particles in Photographic Emulsion", *Revs. Modern Phys.*, 13, 58 (1941).
92. M. SIEGBAHN, *Spectroscopy of X-Rays*, traducido por G. A. Linsay, Oxford University Press, 1925.
93. H. D. SMYTH, *Atomic Energy for Military Purposes*, Princeton University Press, 1945; reimpreso en *Revs. Modern Phys.*, 17, 351 (1945).
94. ARNOLD SOMMERFELD, *Atomic Structure and Spectral Lines*, traducido por H. L. Brose, Methuen and Co., 1923.
95. H. SOODAK y E. C. CAMPBELL, *Elementary Pile Theory*, John Wiley and Sons, 1949.
96. W. T. SPROULL, *X-Rays in Practice*, McGraw-Hill Book Co., 1946.
97. W. E. STEPHENS (editor), cuerpo editorial de física de Pennsylvania, *Nuclear Fission and Atomic Energy*, Science Press, 1948.
98. J. D. STRANATHAN, *The Particles of Modern Physics*, The Blakinston Co., 1942.
99. Simposium, *The Use of Isotopes in Biology and Medicine*, University of Wisconsin Press, 1949.
100. Y. K. SYRKIN y M. E. DYATKINA, *Structure of Molecules and the Chemical Bond*, Interscience Publishers, 1950.
101. G. P. THOMSON, *The Wave Mechanics of Free Electrons*, McGraw-Hill Book Co., 1930.
102. G. P. THOMSON y W. COCHRAN, *Theory and Practice of Electron Diffraction*, Macmillan Co., 1939.
103. A. M. THORNDIKE, *Mesons, A Summary of Experimental Facts*, McGraw-Hill Book Co., 1952.
104. R. C. TOLMAN, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, Oxford University Press, 1934.
105. L. A. TURNER, *Revs. Modern Phys.*, 12, 150 (1940), Historia del descubrimiento de la fisión y estudios de reacciones en cadena.
106. J. VALASEK, *Introduction to Theoretical and Experimental Optics*, John Wiley and Sons, 1949.
107. R. L. WEBER, *Heat and Temperature Measurement*, Prentice-Hall, 1950.
108. H. E. WHITE. *Introduction to Atomic Spectra*, McGraw-Hill Book Co., 1935

109. J. G. WILSON (editor), *Progress in Cosmic Ray Physics*, Interscience Publishers, 1952.
110. JOHN G. WILSON, *About Cosmic Rays*, Londres, Sigma Books, 1948.
111. H. YAGODA, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions*, John Wiley and Sons, 1949.
112. I. F. ZARTMAN, *Phys. Rev.*, 37, 383 (1931).
113. M. W. ZEMANSKY, *Heat and Thermodynamics*, McGraw-Hill Book Co., 1943, 2ª edición.

INDICE ALFABÉTICO

Aamodt R. L., 488
Abelson P. H., 436
Absorción de rayos gama, 338
de neutrones, 437
de rayos X, 131
Abundancias de isótopos, 429, 548
Acelerador lineal, 387, 391
Acoplamiento de Russell-Saunders, 236
j-j, 236
Adelman F. L., 491
Alfven H., 512, 513
Alichanian A. I., 495
Alikhanov A. I., 495
Allen J. S., 361
Álvarez L. W., 391, 420
Amplificador, 328
Amplitud de onda Ψ, 191, 193, 196 y sig.
Anderson C. D., 303, 351, 352, 355, 460, 468, 485, 499
Andrade E. N. da C., 319, 320
Andrews H. L., 445
Angstrom, 61
Análisis de la estructura del cristal, método de Laue, 139
método del polvo, 153
Ángulo de Bragg, 143
Aniquilación de materia, 50, 353, 354, 535
de positrones y electrones, 353
Apareamiento de electrones, 262
de spins, 233 y sig.
Araki G., 493
Arley N. H., 500
Arnold W. R., 414
Asignación de números cuánticos, 256
Astillamiento, 400
Aston F. W., 45
Atkinson R. d'E., 432
Atomic Energy Commission, 131, 445, 454
Átomo de hidrógeno, cuantificación de De Broglie, 189
cuantificación del, 111, 113, 189 y sig.
efecto de campos exteriores, 123
en mecánica ondulatoria, 217
teoría de Bohr, 108 y sig.
Átomo planetario, 111
Auger P., 500

Babcock H. W., 513
Bainbridge K. T., 36, 48, 49
Bandas electrónicas, 282 y sig.
Bardwell D. C., 455
Barkas W. H., 492
Barkla C. G., 136
Barn (unidad de área), 346
Barnothy J., 511
Barrera de potencial, 199, 410
penetración de la, 199, 411
Beams J. W., 387, 391
Bearden J. A., 34, 154, 543
Becquerel H., 304
Bémont M. G., 305
Berkelio, 434
Bernoulli D., 4, 11
Betatrón, 173, 387
Bethe H. A, 405, 478
Bevatrón, 397
Bibliografía, 551
Bichowsky F. R., 227
Birnbaum M., 492
Bjorklund R. F., 464, 488
Blackett P. M. S., 499
Bloch F., 418, 420
Bohm D., 513
Bohr N., 111, 406, 443
Bolómetro, 74
Bomba atómica, 448
Bonhoeffer K., 273

Bothe W., 302, 460
Bowen I. S., 75, 459
Brackett F. S., 110
Bradner H., 486, 488
Bradt H. L., 481, 484
Bragg W. H., 150, 151, 337
Bragg W. L., 139
Breit G., 302, 374, 387, 404, 425
Bremsstrahlung, 171, 488
Bretscher E., 414
Brickwedde F. G., 122, 123
Briggs L. J., 445
Brode R. B., 485
Broer L. J. F., 418
Bucherer A. H., 38
Butler C. C., 495

Cabeza de banda de un espectro, 284
Cadmio como absorbente de neutrones, 373
Cahn J. H., 440
Californio, 434
Calores específicos de gases, 12 y sig., 266 y sig.
relación de, 14
teoría clásica, 267
teoría cuántica, 268
Calores molares de gases, 12 y sig.
Cámara de ionización, 129
para rayos cósmicos, 471
Cámara de niebla de Wilson, 332, 475
fotografía estereográfica, 336
Cameron G. H., 510
Campo fantasma de Einstein, 103, 178
Capa *K* de electrones, 159
L de electrones, 159
Capas de electrones, 159 y sig.
Capas electrónicas, 162, 256 y sig.
Captura *K* de electrones, 361
Captura por resonancia de neutrones, 438
Carga de las partículas elementales, 545
Carga nuclear, 48, 156, 350
Cario G., 243
Célula de Golay, 74
fotoconductiva, 74
Ciclo del carbón, 405
Ciclotrón, 387, 391
Clausius R., 13
Clay J., 461, 501
Cocconi G., 501
Cockroft J. D., 302, 387
Coeficiente de absorción de rayos cósmicos, 460
Componente blanda de los rayos cósmicos, 469, 471
Compton A. H., 165, 501, 503
Condon E. U., 409
Conducción eléctrica en sólidos, 291
Conducción en metales, 291
Conservación de la carga, 379
de la paridad, 379, 380
Constante de desintegración, 306 y sig.
de los gases de Boltzmann, 12, 35, 544
molar, 11
de Planck, 89, 101, 112, 208
determinación de, 89, 102
mejor valor de, 101
de Rydberg, 110, 114, 238
Constantes dieléctricas, 289
físicas (tabla), 543
Contadores de coincidencias, 331
de centelleo, 329
de conductividad a cristal, 329
de Geiger-Müller, 129, 330
Contracción debida al movimiento relativo, 523 y sig.
Conversi M., 493
Coolidge W. D., 127
Cosmotrón, 396
Coulomb C. A. de, 27
Creación de pares, 353
Cristales cúbicos, 148
de caras centradas, 148, 149
de cubos centrados, 148, 149
espaciados reticulares de, 147
estructura de, 146
simples, 148, 149
Cristal metálico 291
Crowther B. M., 404

Cuadro de líneas espectrales de rayos X, 158
de Mendeleef, 156, 547
periódica, 547
Cuadro de constantes, 543
Cuantificación del átomo de hidrógeno, 113
del momento magnético orbital, 257
del oscilador armónico simple, 212
en mecánica ondulatoria, 197
Cuanto, 60, 112
Cuerpo negro, 60, 79 y sig.
brillo del, 79
como radiador patrón, 81 y sig.
Curie P., 305
Curie-Joliot F., 302, 309, 362, 399
Curie-Joliot I., 302, 362, 399
Curie, unidad de actividad, 308
Curtis W. E., 109
Curtiss L. F., 320, 321
Curvas de alcance-energía de partículas ionizantes, 340
de energía espectral, 82
de ionización de W. H. Bragg, 337
de rendimiento de reacciones nucleares, 413 y sig.
de Sargent, 413
Czerny M., 276
Chadwick J., 302, 350, 362, 364, 385, 403
Choques de esferas iguales, 343
de partículas elásticas, 341
de partículas inelásticas, 343
de segunda clase, 243

Dabbs J. W., 440
Dahl O., 387
Dalton John, 2
Dauvillier A., 513
Davisson C. J., 179, 182
De Broglie L., 179 y sig.
Debye P., 153
Dee P. I., 334, 370, 402, 403
De del ciclotrón, 391
Defecto cuántico, 225
Dempster A. J., 46
Densidad de probabilidad, 201 y sig., 269
Descarga eléctrica en gases, 35
Descubrimiento del positrón, 303, 351
Desintegración beta, 300, 311 y sig., 360
regularidades en la, 413
Desintegración de átomos y moléculas, 184
de electrones, 179, 181
del átomo radiactivo, 305
del mesón pi-mu, 491 y sig.
del neutrón, 376
del radio, 306
de productos de fisión, 440
de rayos X, 136 y sig.
radiactiva, 306
naturaleza estadística, 309
período, 307
ramificación, 312
vida media, 307
Desviación gravitatoria de la luz, 534
Detección de partículas y fotones, 327
Deuterio, 49, 122, 401
masa del, 48
Deuterón, 302
teoría del, 421 y sig.
Deutsch M., 357
Dewar J., 70
Diagrama de energía potencial de la molécula biatómica, 278
del núcleo radiactivo, 317
del torio C, 317
de partícula en una caja, 197
Diagrama de Laue, 139
de electrones, 183
Diagrama de niveles de energía de estados del átomo de hidrógeno, 112
del átomo de sodio, 224
del núcleo, 317
equivalencia con la masa del, 39, 535
liberada en reacciones nucleares, 399
para el átomo de hidrógeno, 117
para rayos X, 160
solar, 405
Diagrama de reacción, 406
Diamagnetismo, 247
Diámetros moleculares, 18
Difracción por cristales, 139 y sig., 179, 182
por ranuras múltiples, 66
Difusión de neutrones, 449
Dirac P. A. M., 103, 104, 326, 358, 426
Dispersión de fotones, 165
de neutrones, 369
de partículas alfa, 54, 347
de rayos gama, 165, 337
de rayos X, teoría clásica, 133 y sig.
teoría cuántica, 165 y sig.
protón-protón, 425
Distribución angular de neutrones dispersados, 38
Distribución de carga en el átomo de hidrógeno, 218
de la energía del electrón en metales, 291 y sig.
de la radiación del cuerpo negro, 81

de los impulsos del electrón en metales, 293
de velocidades de Maxwell-Boltzmann, 7, 296
de velocidades moleculares, 7
Dobletes, 227
en espectros alcalinos, 227
Drude P. K. L., 292, 296
Dubridge L. A., 102
Dufay C. F. de C., 27
Dunning J. R., 369, 371, 372, 438
Durbin R., 468

Ecuación de las ondas, 196
del movimiento ondulatorio, 192
de Schroedinger, 196
de transformación de Lorentz, 524 y sig., 549
de van der Waals, 17
fotoeléctrica de Einstein, 100, 102
Ecuaciones de reacciones nucleares, 404
Edad de la corteza terrestre, 308
Eddington A. S., 327, 432, 530
Efecto Comptonm, 165
de escape en mecánica ondulatoria, 199, 411
Stark, 124
túnel en mecánica ondulatoria, 411
Zeeman, 124
Efectos ionizantes de las partículas, 337
Eficiencia del contador de Geiger, 329
del contador de Geiger-Müller, 330
Einstein A., 21, 38, 99, 178, 445, 515, 528
Eldridge F. R., 420
Electrólisis, 28
Electrón-volt, 35
Electrones, 29 y sig.
carga de, 29 y sig., 154
comportamiento de (cuadro), 546
de retroceso, 166, 355
de valencia, 221, 253 y sig.
difracción de, 179, 181
dimensiones de, 43
distribución en la tabla periódica, 260
energía en reposo de, 35, 312
en las lluvias de rayos cósmicos, 469
en metales, 291
impulso angular de, 221 y sig., 229
interacción con átomos, 170
libres, 167, 173, 291
longitud de onda asociada con, 180 y sig.
masa de, 35 y sig.
masa efectiva de, 120
masa variable de, 38, 118, 157
momento magnético de, 227, 359
spin de, 221 y sig.
Electroscopio, 304, 328
Elementos, propiedades químicas, 261
Ellett A., 417
Ellis C. D., 323, 385
Elsasser W., 179
Elster J., 459
Energía cinética de una partícula rápida, 316
Energía de intercambio, 250
de ligadura, 52, 427
de núcleos livianos, 548
interna de partículas reactantes, 343
molecular y temperatura, 11
negativa, 326, 358
nuclear, 432 y sig.
obtenida por fisión del uranio 453
solar, 405
total, 192
Envenenamiento de un reactor nuclear, 451
Equilibrio radiactivo, 307
Equipartición de energía, 15
Equivalencia de masa y energía, 39, 535
significado de la, 41, 178 y sig.
Espaciado reticular del cristal 143 y sig.
del cloruro de sodio, 147
Espacio oscuro de Crookes, 36
Espacio absoluto, 517
movimiento uniforme a través del, 518 y sig.
y el éter, 517
Espectro continuo óptico, 69
de rayos X, 145
Espectro de líneas, 69
de partículas alfa, 316
de partículas beta, 313, 320
Espectro de velocidades, 46
Espectro electromagnético, 70, 72
de líneas, 69, 146
del sodio, 224

Espectro molecular poliatómico, 282
Espectrógrafo de rayos beta, 314
de rayos gama, 318
magnético, 314
de masas, 45 y sig.
Espectrómetro infrarrojo, 82
de ionización, 144
de velocidades de neutrones, 375
Espectros, 63 y sig.
atómicos, 108 y sig., 221 y sig.
de absorción, 69, 280
microondas, 286
de absorción ópticos, 69
de rayos X, 162 y sig.
de álcalis, 222 y sig.
de banda de rotación, 273
electrónicos, 282
de emisión, 68
de rayos X, 154
de ionización de rayos X, 144
de la radiación del cuerpo negro, 81
del helio, 119,
de partículas alfa, 316
de rayos gama, 318
de rayos X, 144 y sig., 154 y sig.
de rotación-vibración, 277
efecto de isótopos sobre, 281
de tierras alcalinas, 231 y sig.
Raman, 286
tipos de, 68 y sig.
velocidad de, 46
Espectroscopia del infrarrojo cercano, 280
del infrarrojo lejano, 276
de microondas, 72, 119, 286
Espesor de absorción de rayos cósmicos, 471, 510
Estabilidad de átomos, 51
Estadística de Bose, 297, 379, 545
de Fermi, 297, 379, 545
de partículas elementales, 545
Estado metaestable, 235
Estados estacionarios, 112
Estallidos de rayos cósmicos de Hoffmann, 472
Estrellas de rayos cósmicos, 463, 483
Estructura de la sal gema, 150
del cloruro de sodio, 150
del cloruro de potasio 150
de líneas de los espectros de banda, 273, 285
de Silvina, 150
molecular, 266 y sig.
nuclear, 383 y sig., 406 y sig., 422
Éter luminífero, 61, 517
Experiencias con luz débil, 104
de dispersión de neutrones, 369
de Michelson-Morley, 518 y sig.
de Stern-Gerlach, 244
fotoeléctricas, 93
Extinción de la descarga del contador, 331

Fainberg J., 490
Fajans K., 310
Familias radiactivas, 309 y sig.
Faraday M., 3, 28, 41
Fermi E., 292, 296, 302, 399, 413, 433, 445, 513
Ferromagnetismo, 250
Fink G. A., 369
Fisión del núcleo, 433 y sig.
energía cedida en la, 442
fragmentos de, 433, 440
primeras investigaciones sobre, 433
uso en gran escala de la, 445 y sig.
Filtro de velocidades, 46
Fitzgerald G. F., 523, 528
Fleming J. A., 462
Flint H. T., 216
Foote P. D., 286
Forbush S., 511, 512
Formación de moléculas, 261
Fórmula de la radiación de Plank, 87
de la radiación de Rayleigh-Jeans, 83
de Rydberg, 110, 224
Forro M., 511
Fotoelectrones, 91 y sig.
emitidos por rayos gama, 320
emitidos por rayos X, 91, 158
energía de, 93 y sig.
Fotoelectricidad, 91 y sig.
potenciales de frenado, 96
Fotón, 60 y sig.
comportamiento de (tabla), 546
de rayos X, 165
dispersión del, 165, 211 y sig.
impulso del, 165
libre camino medio de, 339
spin del, 297
Fotones de alta energía, 475
interacción de, 358
Foucault J. L., 59
Found C. G., 240

Fowler A., 119
Fowler E. C., 496
Fracción de empaquetamiento, 51
Frank J., 243
Franklin B., 27
Fraunhofer J. von, 64, 70
Frecuencia umbral fotoeléctrica, 91, 101
Freier P., 481, 482
Freitag K., 333
French A. P., 414
Frenkel J., 228
Fresnel A. J., 59
Friedrich W., 139
Frieman E. A., 405
Frisch O. R., 433, 442
Fuerzas de intercambio, 425
de valencia, 261
de van der Waals, 262
entre nucleones, 427
nucleares, 409, 425 y sig.
entre nucleones, 427
Fukuda M., 234
Función de onda, 196
del oscilador armónico, 21
interpretación de Born de la, 202
Ψ, 193, 196 y sig.
Función trabajo fotoeléctrica, 100
termoiónica, 102

Gamow G., 408, 409, 412
Gardner E., 464
Gases ideales, 4 y sig.
nobles, 253
reales, 16
Gay-Lussac J. L., 2
Geiger H., 56
Geitel H., 459
Generador de alta tensión, 387
de van de Graaff, 387
electrostático, 387
George E. P., 510
Gerlach W., 244
Germer L. H. 179, 182
Gilbert C. W., 370
Gilbert William, 27
Gockel A., 459
Goldhaber M., 403, 436
Gorter C. J., 418
Goudsmit S. A., 227
Grados de libertad, 14
de vibración, 268
Gravitación y movimiento acelerado, 532
Gravitón, 327
Greisen K., 501, 511
Grimaldi F. M., 59
Grivet-Meyer T., 500
Gross E. P., 513
Grosse A. V., 438
Gunn R., 511
Gurney R. W., 409

Hafstad L. R., 302, 387, 404, 425 528
Hahn O., 433
Halban H. von, 309
Hall D., 440
Hallwachs W., 91
Hamilton J., 464
Hanna S. S., 404, 417
Hansen W. W., 418
Harkins W. D., 385
Harteck P., 273
Hartley W. N., 222
Hause C. D., 67
Haxby R. O., 436
Haxel O., 430
Hayakawa G., 511
Heisenberg W., 205, 208, 250, 365, 489, 526
Heitler W., 263, 464, 478
Herb R. G., 387
Hereford F. L., 481
Herschel W., 70
Hertz G., 242
Hertz H., 61, 90
Herzberg G., 222
Hevesy G. von, 455
Heydenburg N. P., 317, 318, 425
Hidrógeno, calores específicos del, 272
calores molares del, 266 y sig.
para y orto, 271
pesado, 119
serie de Lyman del, 110, 116
serie de Paschen del, 110
Hiperones, 496
Hipótesis de Prout, 49
Höffmann G., 472
Holloway M. G., 337
Hooke R., 59
Houtermans F. G., 432
Hudson C. M., 417
Hughes D. J., 440
Hulburt E. O., 108
Hull A. W., 154
Huyghens C., 59
Hyde E. K., 310

Imes E. S., 280

Impulso angular cuantificado, 113
del átomo alcalino, 229
del electrón, 228
en la órbita de Bohr, 113, 116
orbital, 233
índice de refracción de ondas materiales, 196
para rayos X, 138
índices de Miller, 148
Inglis D. R., 404, 417, 418
Interacción de fotones, 358
Interferómetro de Michelson, 520
Iones en electrólitos, 3, 29
positivos, 44, 45
Ionización del vapor de mercurio, 240
por partículas alfa, 337
por partículas beta, 334
por rayos gama, 337
Isótopos, 44 y sig.
efecto sobre los espectros de banda 281
usos científicos de, 454 y sig.
cuadro de, 548

Jeans J. H., 86
Jenkins F. A., 285
Jensen J. H. D., 430
Johnson T. H., 184, 461 506
Joliot F. C., 302, 309, 353, 362, 399
Jones S. B. 491
Joule J. P., 11
Jurney E. T., 361

Kephart D. C., 420
Kerst D. W., 172, 387
Kikuchi S., 183, 184
Kirchhoff G. R., 70
Kirkpatrick P., 188
Kirsch G., 383
Klema E. D., 437
Knauer F., 418
Knipping P., 139
Koch H. W., 436
Kolhörster W., 460, 510
Korff S. A., 461
Krisnan K. S. 286
Kulenkampff H., 466

Lahaye H., 39
Lal D., 496
Lamb W. E., 119
Landsberg G., 286
Langer L. M., 323, 364
Langmuir I., 262
Lapp R. E., 445
Larmor J., 123
Larsson A., 138
Lattes C. M. G., 303, 464, 485
Laue M. von, 139
Lauritsen C. C., 302, 387, 433
Lauritsen T., 433
Lawrence E. O., 302, 387, 391
Leighton R. B., 468
Lemaitre G., 503, 511
Leprince-Ringuet L., 483
Lewis G. N., 262
Ley de Avogadro, 3
de Boyle, 11, 16
de Bragg, 141 y sig., 319, 374
para electrones, 183
de Curie-Langevin, 249
de Charles, 11, 16
de distribución de Bose-Einstein, 297
de distribución de Fermi, 296, 297
de Geiger-Nuttall, 407, 412
de la radiación de Kirchhoff, 77
de la radiación de la cuarta potencia 81
de las atmósferas, 22
de las proporciones múltiples, 2
de Maxwell de distribución de velocidades moleculares, 7 y sig.
de Moseley, 155
de Stefan-Boltzmann, 81
de Stokes, 31, 32
Leyes de conservación en núcleos, 379
Libre camino medio de absorción de neutrones, 447
de fotones, 338
de moléculas, 17, 18
en material nuclear, 401
Limitaciones de la mecánica newtoniana, 209
Límite de longitudes de ondas cortas. 145
Límites de precisión en mediciones, 209, 211
Lind S. C., 455
Línea espectral invertida, 69
Líneas de Fraunhofer, 70, 109
Litio, reacciones nucleares, 404
Liveing G. D., 70
Livingston M. S., 337, 387, 393
Lluvias de rayos cósmicos, 469, 498 y sig.
mesónicas, 470
Loar H., 468

Lofgreun E. J., 431, 482.
London F., 262
Longitud de difusión para neutrones, 449
Longitudes de onda de las líneas de la serie de Balmer, 109
de las líneas de Fraunhofer, 109, 121
del helio ionizado, 120
de partículas en movimiento, 181
de rayos X, 126, 158
en espectros de rayos X, 153
Lord J. J., 490
Lorentz H. A., 38, 43, 292, 296, 523
Lyman T., 75, 357

Magnetón de Bohr, 245, 359
nuclear, 418
Mandelstam L., 286
Marney M. C., 375, 376
Marsden E., 56
Masa reducida, 422
Masas de partículas elementales, 545
Máximos de absorción de rayos X 163
Maxwell J. C., 7, 19, 59
Mayer M. G., 430
Maze R., 500
McCord R. V., 376
McMillan E. M., 387, 395, 436
Mecánica ondulatoria, 179 y sig.
efecto de escape en la, 202, 411
Meitner L., 333, 433, 442
Mendeléef D. I., 156, 253
Mesón mu, 303, 466 y sig., 485 y sig.
período del, 466
Mesón pi, 303, 463 y sig. 485 y sig.
período del, 464
Mesones, 303, 485 y sig.
como partículas portadoras, 427
descubrimiento de, 303
desintegración pi-mu de, 490 y sig.
kapa, 496
livianos, 496
mu, 303, 466 y sig.
negativos, 303
pesados 496
pi, 303, 463 y sig.
positivos, 303
propiedades de los, 486
tau, 495
Método del polvo de la estructura cristalina, 153
Mev, millón de ev, 35, 312
Meyer Lothar, 253
Meyer R. C., 440
Michelson A. A., 518, 519
Micrón, 61
Microscopio electrónico, 185 y sig.
de rayos gama 208
de rayos X, 187, 188
Microondas, 72, 286
Miller L. C., 376, 377
Millikan R. A., 29 y sig., 75, 499, 510. 511
Mitchell A. C. G., 322, 369, 374
Modelo de barrera del núcleo, 407
de la gota líquida del núcleo, 441, 444
vectorial del átomo 221 y sig., 233 y sig.
Moderador en el reactor nuclear, 448
Moffat J., 414
Mohler F. L., 243
Mol, 3, 28
Moléculas biatómicas, 266 y sig.
homopolares, 262
puntuales, 14
realidad de las, 20
rotante-vibrante, 277 y sig.
rotantes, 15, 274, 277, 288
Molière G., 500
Momento de inercia del ácido clorhídrico, 277
de moléculas, 270
en espectroscopia de microondas, 288
dipolar eléctrico, 290
magnético 417
del átomo, 244
del electrón, 227, 359
de una partícula, 327
de partículas elementales, 545
orbital, 228
Morgan K. Z., 500
Morley E. W., 518
Moseley H. G. J., 155, 157
Motz L., 405
Movimiento browniano 20
Movimiento del núcleo, 120
relativo, 515 y sig.
uniforme a través del espacio 518
Moyer B. J., 464, 488
Muirhead H., 303, 485
Mulliken R. S., 285
Murphy G. M., 122, 123

electromagnética de la masa, 41
Nacken M., 39
Naturaleza de la materia 178 y sig.
de la radiación, 59 y sig.
Neddermeyer S. H., 303. 351, 460, 485 499
Negatrón, 351
Neptunio. 436
Nernst W., 268
Neutrino, 302, 360 y sig.
detección del, 361
propiedades del, 362
spin del, 362
Neutrones, 48, 362 y sig.
absorción de, 374
como componentes de núcleos, 48, 51, 364
comportamiento de (cuadro), 546
creados por fisión, 434, 437 y sig.
descubrimiento de los, 302
desintegración de, 376
desintegración espontánea de, 376
de velocidad intermedia, 367
difractados por cristales, 374
dispersados, distribución angular de, 372
dispersión de, 369
distribución de energía de, 372
frenados por choques, 343 373
por protones, 343, 373
inmediatos en la fisión 438, 440
interacción con la materia de 366
masa de los, 363
período de los, 377
producción de, 366 y sig.
rápidos, 367
resonancia, 368
retardados, 440, 447
sección eficaz de resonancia de los, 374
secciones eficaces de dispersión rápida, 371
térmicos, 367, 368
Newton I., 59
Ney E. P., 481, 482
Nichols E. F., 72
Nielsen W. M., 492, 500
Nier A. O., 438
Niveles de energía cuantificados, 278
del átomo de hidrógeno, 115
de sólidos, 315
Niveles degenerados, 237
singuletes, 232
tripletes, 232, 233
Noble R. H., 82
Nordheim L. W., 500
Notación espectroscópica, 230
de reacciones nucleares, 303
Núcleo compuesto, 406, 443
de retroceso, 316
partículas emitidas por el, 300 y sig.
trasmutación del, 301 y sig., 383 y sig.
Número atómico, 48, 156
cuántico, 114, 189
azimutal, 118, 223
interno, 228
magnético, 124
orbital, 124
radial, 118
spin 228
total, 223. 225, 231
de Avogadro, 12, 22, 34
de onda, 60, 110
Números mágicos, 430
Nuttall J. M., 407, 412

Occhialini G. D. S., 303, 485
O'Ceallaigh C., 497
Oliphant M. L., 404
Ondas asociadas con partículas materiales, 178 y sig.
de radio, 72
materiales, 178 y sig.
frecuencia y velocidad de, 192
y probabilidades, 203
Operación de pilas, 446
Oppenheimer F., 481 482
Órbitas de Bohr, 113
elípticas, 116
en el átomo de hidrógeno, 111
Orden de un espectro, 65, 143, 145
Origen de la teoría cuántica, 83 y sig.
Ortohidrógeno, 271
Oscilador armónico, 212
lineal, 278
Ostwald Wilhelm, 20
Óxidos de la forma R_2O_n, 255

Packard M. E., 418
Pal Y., 496
Pancini E., 493
Paneth F. A., 455
Panofsky W. K. H., 464. 488
Pantalla de centelleo, 384

Parahidrógeno, 271
Paramagnetismo, 249
Pares positrón-negatrón, 353
Partícula en una caja, 197
Partículas alfa, 52, 300 y sig.
como partículas de alcance, 339
desintegración por, 383 y sig.
dispersión a grandes ángulos de, 347
dispersión de, 54, 347
efecto térmico de, 314
energía de, 312, 314
espectro de, 316
iones producidos por, 338
penetración de la materia por, 338
Partículas beta, 301 y sig.
como partículas de alcance, 339
efecto térmico de, 314
energía de, 312, 313
espectro continuo de, 313, 322
espectro de, 360
espectro de líneas de, 313, 320
iones producidos por, 338
origen de 364
penetración de la materia por, 338
velocidad de, 314
Partículas elementales 326 y sig., 545, 546
comportamiento de (tabla), 546
de alta energía, 475
propiedades de (tabla), 545
Partículas *H*, 383
inestables, 485 y sig., 495 y sig.
portadoras, 426
relativistas, 460, 475
V 495 y sig.
Pauli W., 221 y sig., 426
Pegram G. B., 369, 445
Peng H. W., 464
Pérdida de ionización por electrones 477
por mesones, 479
Pérdida de radiación por electrones, 477
por mesones, 479
Período del mesón mu, 466
del mesón pi, 464
Períodos de isótopos livianos, 548
de sustancias radiactivas, 306
Permeabilidad magnética, 246
Perrin J., 20 y sig.
Peso de combinación, 3
Pesos isotópicos, 548
Peters B. 481, 484, 496
Pettersson H., 384
Pfund A. H., 110
Phillips J. A., 414
Piccioni O., 493
Pickering E. C., 119
Pickering W. H., 499
Plain G. J. 417
Planck M., 60 y sig., 112
Pleasanton F., 376, 377
Plomo a partir de minerales radiactivos, 312
Plutonio, 436
Poder resolvente de una red, 66
de un microscopio, 185
Polarización eléctrica, 290
de rayos X, 136
Pomerantz M. A., 481 504, 507
Pose H., 385, 415
Potencial de excitación, 243
de frenado, 96
del mesón, 422, 427
de resonancia, 241
neutrón-protón, 425
protón-protón, 425
Pound R. V., 418
Powell C. F., 303, 463 y sig., 485, 497, 498
Powers P. N., 353
Pozo de potencial, 424
Precesión de Larmor, 123
Preiswerk P., 310
Price H. C., 323
Principio de Huyghens, 64
de incertidumbre de Heisenberg, 204
Probabilidad en la desintegración radiactiva, 306
Proceso de observación, 205
Producción de pares 354, 397
de radioisótopos, 460, 475
cuadro de, 456
Programa de E.E. UU. de reactores nucleares, 454
Propiedades de isótopos livianos, 548
magnéticas de la materia en grande 245
Protón 29
comportamiento del (cuadro), 546
tamaño del, 43
trasmutación por, 301, 397 y sig.
Puntos de fusión de elementos, 255

Rabi I. I., 418, 421
Radiación de aniquilación, 356
concepción electromagnética de la, 61 y sig.
de la cavidad del cuerpo negro, 80
densidad de energía de la, 103
interactuando con un átomo, 170
ley de la cuarta potencia, 81
temperatura, 76
teoría cuántica de la, 61 y sig.
teoría cuántica de la, 83 y sig.
Radiación del cuerpo negro, 60, 79 y sig.
espectro de la, 81 y sig.
ley de Stefan-Boltzmann, 81
Radiación de resonancia, 241
infrarroja, 72
infrarroja cercana, 73
espectrómetro, 82
espectros, 280
térmica, 76
ultravioleta, 70
Radiactividad, 300 y sig.
artificial, 397 y sig.
descubrimiento de la, 304
inducida, 302
natural, 300
Radiactividad del potasio, 305
del rubidio, 305
Radio, descubrimiento del, 305
efecto térmico del, 314
Radón, período, 306
Rainwater J., 367
Rajewsky B., 331
Raman C. V., 286
Ramificación en la serie radiactiva, 312
Rasetti F., 286, 493, 494
Rayleigh Lord, 85
Rayos canales, 45
Rayos cósmicos, 76, 459 y sig.
a grandes alturas, 504
distribución en profundidad, 507
efecto de latitud, 501
efecto este-oeste, 506
energía de, 459, 501
espesores de absorción de, 508
ionización al nivel del mar, 459
métodos experimentales, 470 y sig.
naturaleza de, 461
origen de, 511 y sig.
primarios, 481 y sig.
subterráneos, 510
Rayos gama, 76, 301 y sig.
absorción de, 338
detección de, 319, 327 y sig.
difracción por cristales, 317
dispersión de, 165
efecto térmico de, 314
energía de, 312, 318
espectros de, 318
fotoelectrones productores de, 320
longitud de onda de, 318
mediciones de intensidad de, 317, 327 y sig.
producción de pares por, 353
Rayos residuales, 72
Rayos X, 70, 126 y sig.
blandos, 133
cámara de ionización de, 129
característicos, 135, 136
coeficiente de absorción de, 132
como movimiento ondulatorio, 136
difracción por cristales, 139 y sig.
por ranuras, 137
por redes, 137
dispersados, 134, 165
dispersión de, 165
espectro continuo de, 144, 171
espectro de emisión de, 155 y sig.
diagrama de niveles de energía de, 160
espectro de ionización de, 144
fluorescentes, 134 y sig.
índice de refracción de, 138
intensidad de, 130
longitud de onda de, 126, 157
medición de, 129
medidas de seguridad, 128, 131, 132
modificados, 165
polarización de, 136
producción de, 127
refracción por prismas, 138
secundarios, 133
Rayos X *K* característicos, 135 158 y sig.
L característicos, 135, 158 y sig.
M característicos, 135, 163
Reacción de captura de neutrones, 434
del neutrón, 400
nuclear automantenida, 446
Reactor nuclear, 446, 453
diseño del, 448
Reactores nucleares de EE. UU.,
Redes de difracción, 64 y sig.

Refracción de rayos X, 138
Regener E., 510
Región de resonancia para neutrones, 368
Regla del desplazamiento espectral, 238
del desplazamiento de Wien 84
del número entero, 49
Reglas de selección, 227, 229
Relación de calores específicos, 14
masa-energía, 39
Relatividad del tiempo, 464, 529
precesión de órbitas elípticas, 118
postulados básicos, 526
teoría de la, 515 y sig.
Resonancia magnética nuclear, 418
nuclear, 415
Retherford R. C., 119
Richardson O. W., 102, 211
Richtmyer R. D., 512
Ritter F., 70
Ritz W. y el principio de combinación, 111, 114
Roaf D., 414
Roberg J., 500
Roberts G. E., 492
Roberts R., 440
Robson J., 376
Rochester G. D., 495
Röntgen W. C., 29, 137, 304
Rose M. E., 419
Rosen B., 364
Rosenblum S., 316
Rossi B., 460 y sig., 480, 494 y sig., 507
Ruark A. E., 211, 286, 357, 418
Rubens H. y Nichols E. F., 72
Russell A. S., 310
Rutherford E., 55, 301, 319, 320, 338, 383, 385, 425
Rydberg J. R., 110, 111, 222

Sachs A., 445
Saha N. N., 357
Sanders J. H., 414
Sard R. D., 491, 494
Saunders F. A., 69
Sawyer G. A., 414
Saxon D., 376
Schein M., 490, 498
Scherrer P., 154
Schmidt G. C., 305
Schroedinger E., 179 y sig.
Schumann V., 75
Scott F. A., 321, 322
Seaborg G. T. y la tabla de isótopos, 441. 554
Sección eficaz de captura de neutrones térmicos 369
de choque, 344 y sig.
de dispersión de neutrones rápidos, 371
de dispersión simple, 348
de fisión, 436
Segrè E., 429
Seidl F. G. P., 414
Serber R., 173, 400
Serie de Balmer, 108, 222
de Lyman, 110
de Paschen 110
difusa del sodio, 224
fundamental del sodio, 226, 227
nítida del sodio, 224
principal del sodio, 223 227
del actinio, 309
del neptunio, 309
del torio, 309
del uranio, 309
Seriff A. J. 468
Shire E. S., 404
Shoupp W. E., 436
Shrader E. F., 376
Shull C. G., 375, 376
Shutt R. P., 496
Sidhu S. S., 140, 154
Siegbahn M., 138
Sincrociclotrón, 387
Sincrotrón, 387
Singer S. F. 503, 504, 506
Sintonización de ondas materiales, 190
Sistema de referencia, 524 y sig.
de referencia del centro de masa, 343, 417
periódico de los elementos, 156 241 y sig., 547
Skobelzyn D., 351
Sloan D. H., 387, 391
Smekal A., 286
Smith A. E., 67
Smith F. M., 492
Snell A. H., 376, 377
Soddy F., 310
Sommerfeld A., 116, 292, 296
Spees A. H., 38
Spin nuclear, 417 y sig.
Spins de núcleos livianos, 548
de partículas elementales, 545
Starke H., 38
Steinberger J., 464 468
Steller J.. S., 464

Stephens W. E., 436
Stern O., 244, 418
Stevenson E. C., 303, 460 485
Stokes G. G., 33, 70
Stoney J., 28, 34
Störmer C., 502
Stovall E. J. (h.), 414
Strassmann F., 433
Street J. C.. 303, 460, 485
Studier M. H., 310
Sucesos simultáneos 532
Suess H. E., 317
Susceptibilidad magnética, 246, 250
Swann W. F. G., 461, 481, 502, 513
Symmer R., 28

Tales de Mileto, 27
Tear J. D., 72
Teller E., 445, 512
Temperatura y energía molecular, 11
Kelvin, 11
Teoría atómica de Demócrito, 1
cinética de los gases, 4 y sig.
corpuscular de la luz, 59
de Bohr de las órbitas elípticas, 116
del átomo de hidrógeno 108, 111
insuficiencia de la, 124
extensiones de, 116
hipótesis fundamentales, 112
de De Broglie de las ondas materiales, 179
de Dirac de positrones y electrones, 358
de las fuerzas de intercambio 262
de luz y materia, 180
general de la relatividad, 532
ondulatoria del átomo de hidrógeno, 216
de la luz, 61 y sig.
de la materia, 179 y sig.
restringida de la relatividad, 526
Terletzki Y. P., 513
Térmicos espectroscópicos. 110, 224, 231
quintupletes, 236
Termopila, 74
Thibaud J., 353, 357
Thomas L. H., 228
Thompson R. W.. 468, 492
Thomson G. P., 179, 183
Thomson J. J., 29, 45
Thorndike A. M.., 496
Tiempo de relajación, 419
Tomonaga S., 493, 511
Torrey H. C., 418
Townsend J., 29
Trasmutación de elementos livianos, 401
por neutrones, 302 400 y sig.
por partículas alfa, 301, 383, 399
por protones, 400 y sig.
Trazas de partículas nucleares en emulsiones, 336, 462 y sig.
Tritio, 122, 401
Tubo de rayos X, 127, 172
eficiencia del, 127, 128, 172
Tuck J. L., 414
Tuve M. A., 302, 387, 404, 415, 425

Uhlenbeck G. E., 227
Unidad X, 61
Unidades eléctricas, 541
United States Atomic Energy Commission, 131, 445
Unsöld A, 484
Uranio, constante de desintegración del, 308
isótopos del 308
separación de, 446
Urey H. C. 122, 123, 227
Usos científicos de isótopos radiactivos, 454

Vallarta M. S., 503
Valley G. E., 494, 495
Van Allen J. A., 504 y sig.
Van de Graaff R. J., 387, 388
Variación de la masa con la velocidad 38 y sig., 118, 316, 344, 535
Vector spin, 232
Veksler V., 395
Velocidad de fase, 516
de ondas materiales, 192
de la luz, 517 y sig.
de señal, 516
Velocidades moleculares 4
Volumen gramo-molecular. 3
libre, 17
molar, 3

Waller I., 138
Walton E. T. S., 302, 402
Wang P., 440
Watts H. M., 543
Way K., 444
Weiss P., 250
Weissenberg A.. 495

Weisskopf V. F., 445
Wells W. H., 436
Wheeler J. A., 357, 443, 494
White H. E., 216, 217
Whitehead W. D. (h), 417
Whittemore W. L., 496
Wien W., 83
Wigner E., 374 445
Williams E. J., 492
Williams Robley C., 189
Wilson C. T. R., 92, 459
Wilson H. A., 29
Wilson R. R., 438
Winckler J, 504
Wolan E. O., 375, 376
Wood R. W., 108, 241
Wooster W. A., 323
Wyckoff R. W. G., 189

York H. F., 464, 488
Young T., 59
Young V. J. 417
Yukawa H., 426, 427, 466

Zacharias J. R., 419
Zahn C. T., 38
Zartman I. F. y determinación experimental de velocidades moleculares, 9
Zinn W. H., 438, 440

Se terminó de imprimir en los Talleres Gráficos Roda, Ombú 477, V. Alsina, en el mes de febrero de 1966.

en las ciencias físicas, pero que deseen tener un panorama general de la física atómica y nuclear, hallarán en ella un texto de suma utilidad.

Oswald H. Blackwood fue profesor de física en la Universidad de Pittsburgh hasta 1952, fecha de su fallecimiento. Entre sus muchos trabajos figuran *Introductory College Physics* y *General Physics*. Thomas H. Osgood, decano de la Graduate School del Michigan State College, es editor del *American Journal of Physics* y autor de un gran número de artículos publicados en revistas especializadas. Arthur E. Ruark es profesor de física en la Universidad de Alabama y se ha dedicado activamente a la investigación en el campo de la física en diversos institutos de los Estados Unidos.

ALGUNOS TÍTULOS DE EUDEBA

Teoría física de los reactores nucleares - A. M. Weinberg y E. T. Wigner.
Curso superior de física práctica - B. L. Worsnop y H. T. Flint.
Técnicas de física experimental - J. Strong y colaboradores.
Principios de química - L. A. Hiller y R. H. Herber.
Química física experimental - W. G. Palmer.
La estructura molecular - B. Pullman.
Las radiaciones nucleares - M. Lefort.
Nociones de física nuclear y radiodosimetría - H. E. Bosch y S. M. Abecasis.
Texto de física práctica - F. Kohlrausch.
Física atómica y nuclear - J. B. Hoag.
Introducción a la física moderna - F. K. Richtmyer, E. H. Kennard y T. Lauritsen.
Mecánica elemental - J. G. Roederer.
Física para la mente inquieta - E. Rogers.

TE. 300